

RAUMAKUSTISCHE UNTERSUCHUNGEN MIT NEUEREN MESSVERFAHREN IN DER LIEDERHALLE STUTTGART

von W. JUNIUS

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

In einem Konzertsaal wird der Aufbau des Schallfeldes auf vielen Plätzen an Hand von Messungen, die mit verschiedenen neueren raumakustischen Meßverfahren gewonnen sind, beschrieben. Mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik werden Rückwurffolgen bei Anregung des Raumes durch einen sehr kurzen akustischen Impuls aufgenommen und oszillographiert. Die verschiedenen Energieanteile solcher Rückwurffolgen werden in Abhängigkeit von der Laufzeit gemessen. Die einzelnen energiereichen Reflexionen werden in einer automatischen Apparatur nach Energie und Laufzeit geordnet und registriert. Mit einem stark richtungsselektiven Mikrophon werden Schallrichtungsverteilungen gemessen. Aus ihnen werden die Richtungsdiffusität und andere Maßzahlen zur vereinfachten Darstellung von Schallrichtungsverteilungen berechnet. Die erhaltenen Meßergebnisse werden nach Gesichtspunkten der geometrischen Raumakustik diskutiert.

Summary

New techniques for room acoustics are used to measure the conditions in a large concert hall and with a microphone of spherical wave characteristic the reverberation of a very short acoustic impulse is recorded; in particular the energy distribution with time due to individual reflections. A directional microphone allows the directional diffusivity to be recorded and analysed. The results are discussed from the aspect of geometrical room acoustics.

Sommaire

Dans une grande salle de concert, on décrit la formation du champ sonore en plusieurs emplacements accessibles, d'après des résultats de mesures qui ont été acquis par de nouveaux procédés de mesures acoustiques des cavités. Avec un microphone à caractéristique sphérique on recueille et on oszillographie des suites de réflexions dans la cavité au moyen d'une impulsion acoustique très courte. Les diverses portions de l'énergie de telles suites de réflexions sont mesurées en fonction de la durée. Les réflexions isolées riches en énergie sont ordonnées et enregistrées dans un appareil automatique d'après l'énergie et la durée. Avec un microphone très directif et sélectif on mesure la répartition directionnelle des ondes. De là, on calcule la diffusion directive et d'autres coefficients de mesures pour une représentation simplifiée de la répartition des ondes en direction. On discute les résultats des mesures obtenus pour les différents points des cavités acoustiques géométriques.

1. Einleitung

Im Laufe der letzten Jahre sind mehrere Arbeiten erschienen, die neuere Meßverfahren zur akustischen Untersuchung von Räumen beschreiben, und die neue Möglichkeiten der Charakterisierung von Schallfeldern in Räumen angeben. Denn es hat sich gezeigt, daß die hierzu bisher fast ausschließlich herangezogene Nachhallzeit allein nicht ausreicht, obwohl sie auch heute noch ein bedeutendes Kriterium für die Hörsamkeit in einem Raum darstellt. Diese neueren Meßverfahren beobachten den Aufbau des Schallfeldes in seinen einzelnen Phasen. Sie wurden entwickelt von E. MEYER und seinen Mitarbeitern W. BURGTORF, G. R. SCHODDER und R. THIELE ([1], [2], [3], [5]).

Bisher wurden diese Meßverfahren einzeln in verschiedenen Räumen angewandt. In der vorliegenden Arbeit wurden alle diese Meßverfahren einmal gemeinsam in einem einzigen großen Konzertsaal, der Liederhalle in Stuttgart, auf vielen Plätzen eingesetzt. Diese Arbeit faßt die Ergebnisse der Messungen zusammen. Sie möchte die geometrische Schallführung in diesem Saal durch Beobachtung der einzelnen Phasen im Aufbau des Schallfeldes auf vielen Zuschauerplätzen beschreiben. Vor allem aber will diese Arbeit die einzelnen Meßmethoden vergleichend nebeneinander stellen und damit zu einem Überblick über die durch diese Meßverfahren gegebenen Möglichkeiten zur Charakterisierung des Schallfeldes führen.

2. Die Meßverfahren

Das Schallfeld wird auf den einzelnen beobachteten Plätzen der Liederhalle Stuttgart mit objektiven, physikalischen Meßverfahren untersucht. Damit die verschiedenen Phasen im Aufbau des Schallfeldes der Messung zugänglich gemacht werden können, dient als Schallquelle ein Strahler kugelförmiger Charakteristik, der mit einem sehr kurzen Impuls den Raum anregt.

Wird in einem Raum ein akustischer Impuls ausgelöst, so wird die Druckwelle dieses Impulses an den Raumbegrenzungen reflektiert. Auf dem beobachteten Platz treffen in zeitlicher Folge zuerst der von der Schallquelle kommende direkte Schall und darauf die Schallrückwürfe ein. Die Zahl der Rückwürfe ist zunächst klein. Sie wächst ständig, dabei nimmt die Energie der Rückwürfe ab. Es bildet sich allmählich der Nachhall aus.

Wird mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik nach Auslösung eines akustischen Impulses in einem Raum der Schalldruckverlauf auf einem Meßplatz aufgenommen, so bieten sich verschiedene Möglichkeiten, den Aufbau des Schallfeldes zu beschreiben: Die Oszillographie der ausgelösten Rückwurffolgen, wie sie von E. MEYER [1] und R. THIELE [2] durchgeführt wurde, zeigt die Vielfalt der eintreffenden Reflexionen. Doch muß der recht diffizil aussehende Aufbau der Rückwurffolge, der vom menschlichen Gehör sicher nicht in allen Einzelheiten erfaßt wird, noch vereinfacht dargestellt werden, um charakteristische Eigenschaften herauszuarbeiten. Das geschieht einmal durch Bestimmung der in den einzelnen Zeitintervallen nach Eintreffen des direkten Schalles ankommenden Energie, die unter anderem zu der von R. THIELE [2] eingeführten Maßzahl des „50-ms-Energieanteiles“ führt. In einem anderen, schon von G. R. SCHODDER [3] angewandten Verfahren werden die energiereichen Schallreflexionen gezählt. Dazu wird mit Hilfe einer vom Verfasser entwickelten elektronischen Apparatur [4] der Schalldruckverlauf der Rückwurffolge in eine Angabe der Energie für jeden einzelnen Rückwurf verwandelt und dann werden die nach ihrer Energie und Laufzeit geordneten Rückwürfe registriert.

Andere Möglichkeiten, den Aufbau des Schallfeldes zu beschreiben, bieten sich durch die Messung des Schalldruckverlaufes mit einem stark richtungsselektiven Mikrophon. So wurde für diese Arbeit mit einem von E. MEYER und W. BURGTORF [5], [6] beschriebenen Meßverfahren die aus den verschiedenen Richtungen einfallende Schallenergie in Raumwinkelabständen von 10° gemessen. Eine so gemessene Schallrichtungsverteilung wird durch ein Modell veranschaulicht, bei dem die aus den verschiedenen Raumrichtungen einfallende Energie durch in die je-

weilige gemessene Richtung weisende Messingstangen dargestellt wird, deren Länge der gemessenen Energie proportional ist. Die einzelnen Phasen im Aufbau des Schallfeldes lassen sich dadurch verfolgen, daß man Schallrichtungsverteilungen für verschiedene Zeitintervalle nach Eintreffen des direkten Schalles mißt.

Die gemessenen Schallrichtungsverteilungen lassen sich an Hand der räumlichen Darstellungen, wie sie in den Bildern 5 bis 12 als Schattenrisse gezeigt sind, nur schwer miteinander vergleichen, weil die Zahl der auf einmal zu überblickenden Informationen zu groß wird. Deshalb müssen die Ergebnisse vereinfacht dargestellt werden. Das geschieht durch die von R. THIELE [2] eingeführte Meßzahl der Richtungsdiffusität. Diese Zahl gibt die „Rauhigkeit“ der Schallrichtungsverteilung an, d. h. die Abweichung von der Kugelgestalt. Die Ergebnisse aus der Liederhalle Stuttgart werden noch auf zwei andere Weisen dargestellt: Es wird das Verhältnis der von vorn einfallenden Energie zu der von hinten einfallenden für alle gemessenen Schallrichtungsverteilungen berechnet. Dann wird die aus den fünf Haupteinfallrichtungen — „vorn“, „rechts“, „hinten“, „links“ und „oben“ — einfallende Energie in Prozenten der gemessenen Gesamtenergie berechnet.

3. Die Meßplätze

Als Meßobjekt diente der Große Saal der Liederhalle Stuttgart, bei deren Bau L. CREMER [7] die akustische Beratung der Architekten übernommen hatte. Dieser 2 000 Zuschauer fassende Konzertsaal hat ein Volumen von $16\,000\text{ m}^3$. Die Bilder 1 und 2 zeigen die Dimensionen der Liederhalle.

In diesem Saal wurden elf Plätze ausgewählt und auf ihnen die Schallrichtungsverteilungen gemessen. Bei der Auswahl der Plätze wurde darauf geachtet, daß sie möglichst gleichmäßig über den Saal verteilt waren. Da bei den angewandten Impulsverfahren sich die Ergebnisse von Platz zu Platz nur wenig ändern und so das Ergebnis für einen Platz auch für die umliegenden charakteristisch ist, erschienen die ausgewählten Plätze ausreichend, um dem Leser einen Eindruck der akustischen Verhältnisse im ganzen Raum zu vermitteln.

Auf jedem dritten Zuschauerplatz dieses Saales wurden Rückwurffolgen mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik aufgenommen. Für die elf Meßplätze, auf denen auch die Schallrichtungsverteilung gemessen wurde, werden Oszillogramme der Rückwurffolgen gezeigt. Da die Messung der Schallrichtungsverteilung im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen soll, werden die Ergebnisse der für die vielen einzelnen Rückwurffolgen durchgeführten Energiebestimmungen aus Gründen der Übersicht-

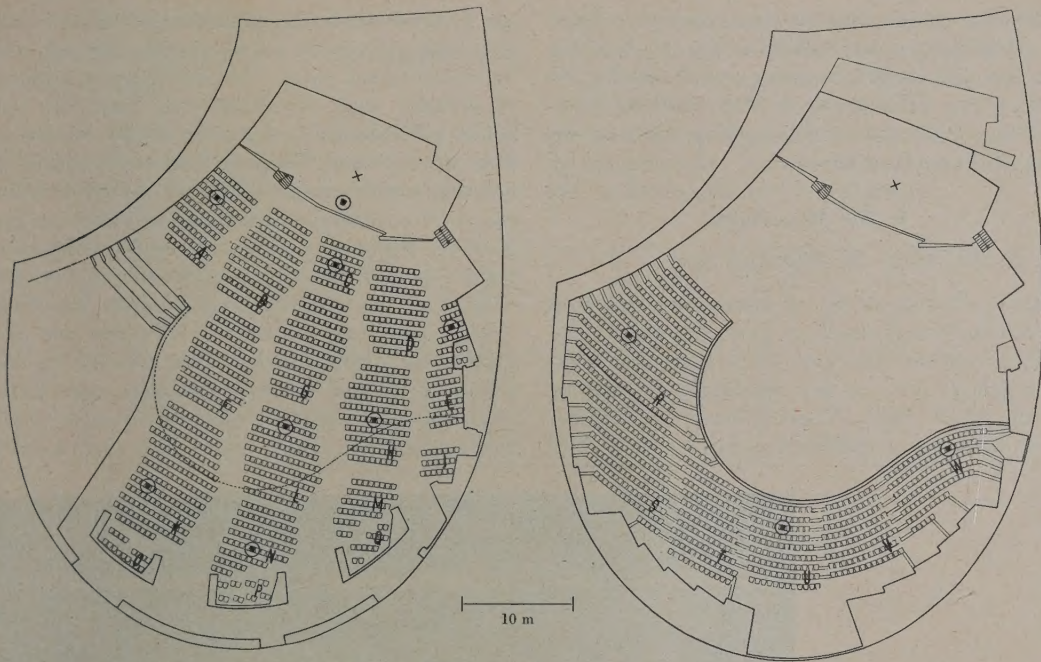
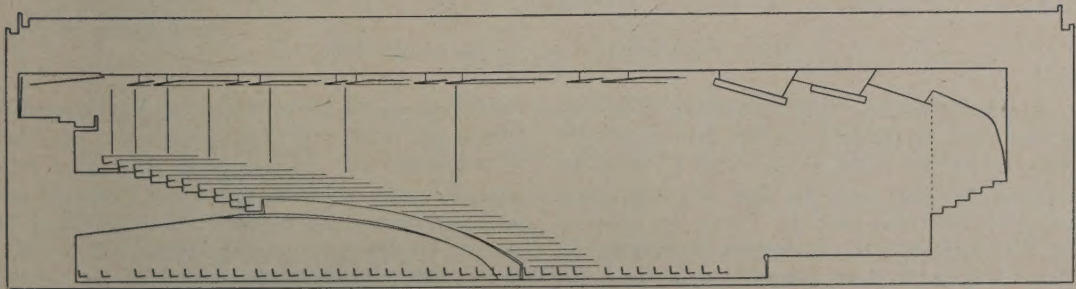
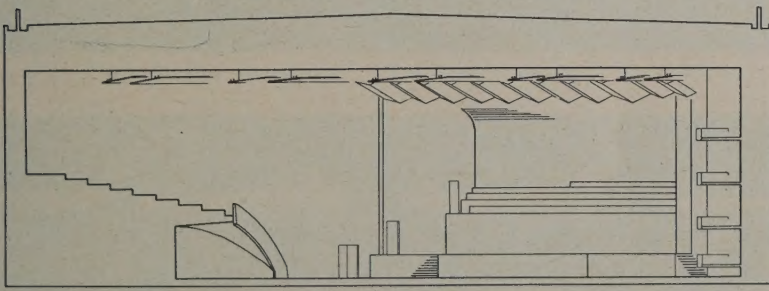


Bild 1. Grundriß des Großen Saales der Liederhalle Stuttgart: Parkett (links) und Empore (rechts). × Ort der Schallquelle. Die Meßplätze der Schallrichtungsverteilung sind durch Kreise hervorgehoben.



10 m

Bild 2. Querschnitt durch den Großen Saal der Liederhalle Stuttgart mit Blick auf den Bühnenraum (oben). Längsschnitt durch den Großen Saal (unten).

lichkeit nur für die Sitzgruppen angegeben, in denen die elf Meßplätze der Schallrichtungsverteilung liegen. Aus dem gleichen Grunde werden auch die Ergebnisse der Zählung der in den einzelnen Rückwurffolgen enthaltenen Schallreflexionen nur für diese Sitzgruppen diskutiert.

4. Die Messungen

4.1. Oszillographie der Rückwurffolgen

Die Oszillogramme der elf Plätze, auf denen auch die Schallrichtungsverteilung gemessen wurde, sind in Bild 3 gezeigt. Der erste Impuls in jeder Rückwurffolge ist der von der Schallquelle kommende direkte Schall. Nach diesem kommen in zeitlicher Folge die einzelnen Schallreflexionen.

ten Schalles durch die kugelförmige Ausbreitung, dann aber auch durch Absorption über den mit breiten Polsterlehnen ausgestatteten Stühlen nach hinten zu geringer wird. Die Rückwürfe, besonders von höheren Wandteilen und von der Decke, können so mehr hervortreten. Die große Zahl von Rückwürfen hoher Intensität auf dem Platz in L ist darüber hinaus auf die vielfältige Reflexionsmöglichkeit an vier über der Bühne und dem vorderen Zuschauerraum angebrachten Reflektoren zurückzuführen, die auf diese Teile des Parketts gerichtet sind. Besonders viele energiereiche Reflexionen fallen auf den drei Plätzen der Empore in R, U und W ein. An den Plätzen in R und W beobachtet man sogar Rückwürfe, die größer sind als der direkt von der Schallquelle kommende Schall. Solche Rückwürfe können

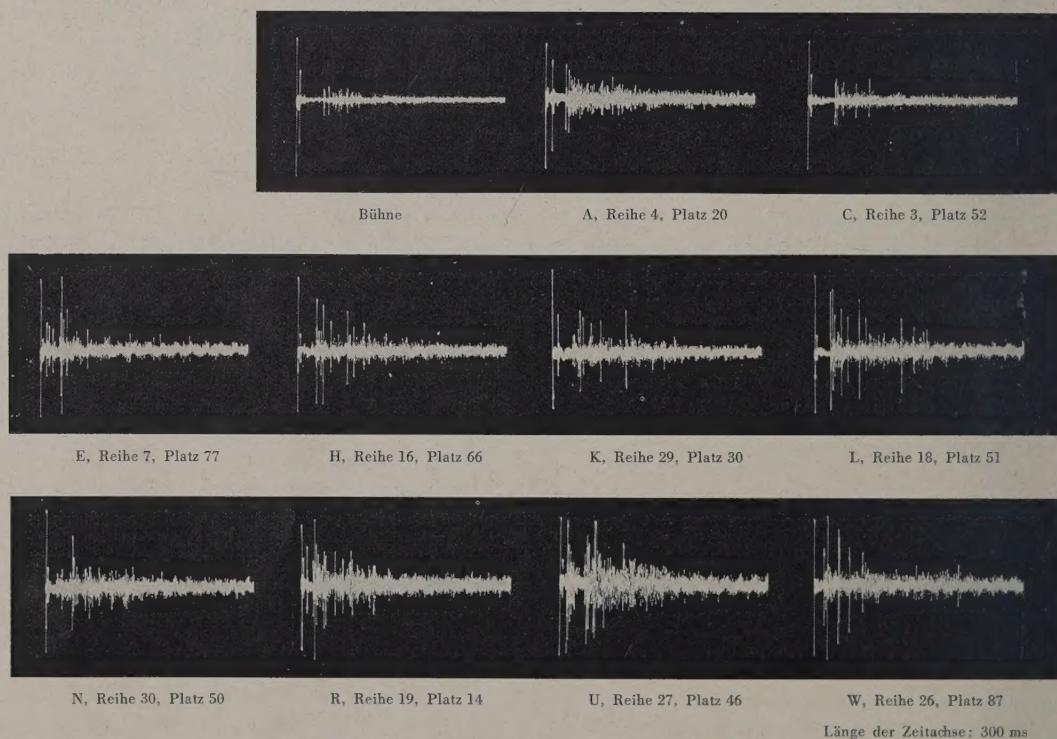


Bild 3. Rückwurffolgen aus der Liederhalle Stuttgart.

Bei der Betrachtung der Rückwurffolgen fällt die geringe Zahl der Reflexionen auf dem Dirigentenplatz und auf dem Platz in Sitzgruppe C (Mitte des vorderen Parketts) auf. Die Zahl der Reflexionen und deren Intensität steigt für Plätze, die näher an der Wand liegen, z. B. im vorderen Parkett für die Plätze in A und E. Auch wenn man weiter nach hinten in den Raum geht, steigt die Zahl der Reflexionen und deren Intensität nimmt zu. Das liegt einmal daran, daß die Plätze näher an der Wand liegen, zum anderen auch daran, daß die Energie des direk-

dann auftreten, wenn bei hinten im Saal liegenden Plätzen der direkte Schall auf seinem Weg über das Polstergestühl viel Energie durch Absorption verloren hat oder wenn die einfallende Reflexion aus einem größeren Raumwinkelbereich der Schallquelle stammt als der direkte Schall, wie es z. B. bei Reflexion an konkaven Flächen vorkommt. Da bei den Plätzen auf der Empore der direkte Schall nicht über den Sitzreihen absorbiert werden kann, dürften diese besonders starken Reflexionen aus einem größeren Raumwinkelbereich stammen als der direkte Schall.

4.2. Die Bestimmung der an den Meßplätzen einfallenden Schallenergie in Abhängigkeit von der Laufzeit

Um die charakteristischen Merkmale der vielen mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik aufgenommenen Rückwurffolgen herauszuarbeiten

und miteinander zu vergleichen, sind für jede Rückwurffolge die einzelnen Energieanteile in Abhängigkeit von der Zeit gemessen. Bei dieser Messung wird integriert über alle Energieanteile der in Bild 3 gezeigten Rückwurffolgen: über den direkten Schall, die energiereichen Reflexionen sowie auch über die kleinen Reflexionen und den Nachhall.

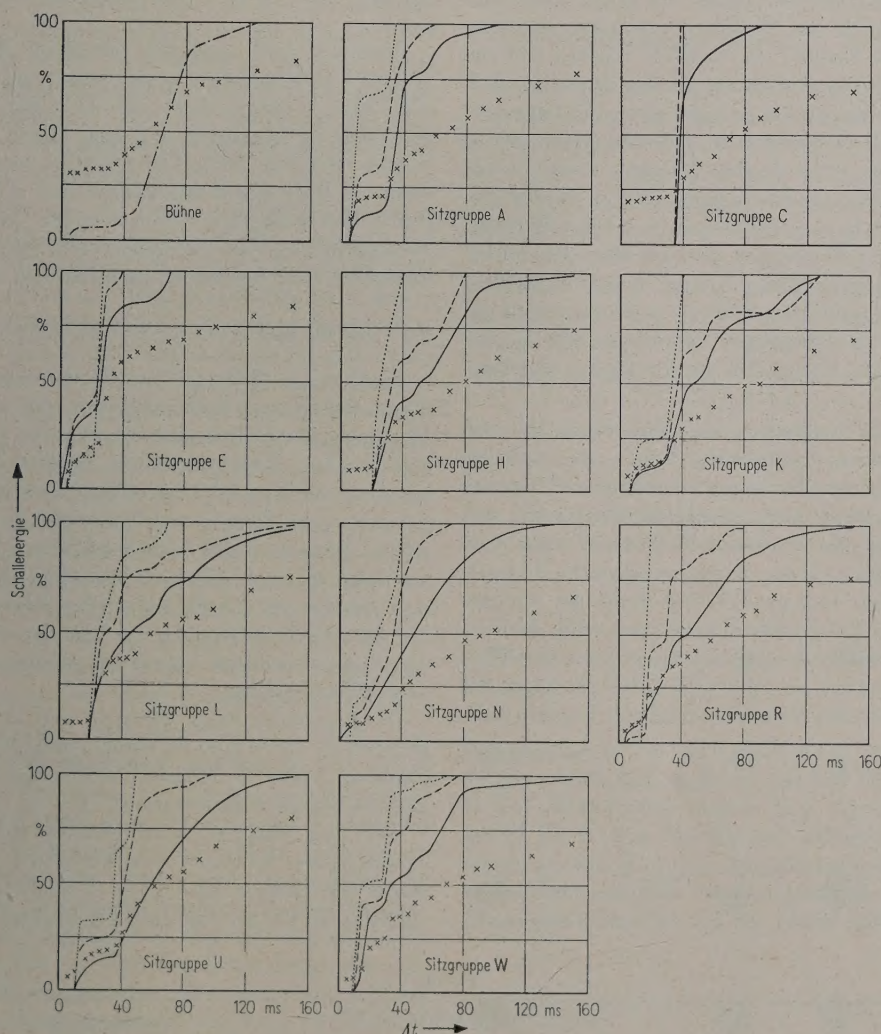


Bild 4. 1. Die Bestimmung der an den Meßplätzen einfallenden Schallenergie in Abhängigkeit von der Laufzeit. Dargestellt ist der Prozentsatz der Schallenergie, der in Δt ms nach dem direkten Schall eintrifft, bezogen auf die am Meßplatz einfallende Gesamtenergie: $\times \times \times \times$
Gemessen in der Liederhalle Stuttgart auf den elf Plätzen, auf denen die Schallrichtungsverteilungen gemessen wurden.

2. Die Zählung energiereicher Rückwürfe. Dargestellt ist der Prozentsatz der Rückwürfe, deren Laufzeitdifferenz gegen den direkten Schall $\leq \Delta t$ ms beträgt. Gemessen in 11 Sitzgruppen der Liederhalle Stuttgart.

- Rückwürfe im -3 -dB-Bereich,
- Rückwürfe im -6 -dB-Bereich,
- .-.- Rückwürfe im -10 -dB-Bereich,
- Rückwürfe im -20 -dB-Bereich (nur für den Dirigentenplatz).

Für die elf Meßplätze, auf denen die Schallrichtungsverteilung gemessen wurde, ist das Ergebnis dieser Messung in den Diagrammen des Bildes 4 eingezeichnet. Schon innerhalb der ersten 5 ms wird für einzelne Plätze ein recht hoher Prozentsatz der insgesamt einfallenden Energie erreicht, z. B. für den Dirigentenplatz und den Platz C. Das ist auf die Energie des direkten Schalles, der ja als erster akustischer Impuls am Meßplatz ankommt, zurückzuführen. Die Energie des direkten Schalles tritt besonders dann hervor, wenn auf den direkten Schall nur wenige Rückwürfe geringer Intensität folgen. — Es gibt in den Diagrammen Stellen besonders steilen Anstiegs der eintreffenden Energie. Diese Stellen sind Häufungspunkte energiereicherer Rückwürfe. Sie treten z. B. dann auf, wenn die an den Reflektoren über der Bühne und dem vorderen Zuschauer-raum reflektierten Rückwürfe am Meßplatz einfallen. — Nach etwa 300 bis 400 ms ist die insgesamt auf den einzelnen Meßplätzen eintreffende Energie bis auf einen sehr kleinen Teil des Nachhalles angekommen. —

Bei einem Vergleich dieser Diagramme mit den Oszillogrammen der Rückwurffolgen oder auch mit den in die gleiche Zeichnung eingetragenen Diagrammen der Zählung energiereicher Rückwürfe fällt auf, daß die auf den einzelnen Meßplätzen einfallende Schallenergie nicht nur durch energiereiche Reflexionen, sondern zum großen Teil durch die Vielzahl der kleinen Reflexionen transportiert wird. Man erkennt an den Häufungspunkten energiereicher Rückwürfe immer nur ein relativ schwaches Ansteigen der Kurve für die am Meßplatz einfallende Schallenergie.

Man kann diese Darstellung der in Abhängigkeit von der Zeit auf den einzelnen Meßplätzen eintreffenden Energie noch weiter vereinfachen. Der in einem bestimmten Zeitintervall, z. B. 0 bis 50 ms, eintreffende Energieanteil kann in Beziehung gesetzt werden zu der insgesamt am Meßplatz einfallenden Energie. Man erhält die als „50-ms-Energieanteil“

bekannt gewordene Relation

$$D = \int_0^{50 \text{ ms}} p^2(t) dt \bigg/ \int_0^{\infty} p^2(t) dt.$$

Dieser „50-ms-Energieanteil“ ist für die vielen Meßplätze in der Liederhalle, auf denen mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik gemessen wurde, berechnet. In Tabelle I sind die Ergebnisse eingetragen.

Besonders hoch sind die erhaltenen Werte des „50-ms-Energieanteiles“ in der Sitzgruppe E, in der alle Plätze in Wandnähe liegen. Auch für alle anderen Plätze in Wandnähe sind hohe Werte gemessen worden. Niedrige Werte finden sich in der Mitte des Saales, z. B. in den Sitzgruppen C und auch U. Die hohen Werte für den Dirigentenplatz sind darauf zurückzuführen, daß die Reflexionen, gemessen am direkten Schall, besonders intensitätsarm sind.

4.3. Die Zählung energiereicher Rückwürfe

Eine andere Methode, um die charakteristischen Eigenschaften von Rückwurffolgen, die mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik aufgenommen wurden, herauszuarbeiten, besteht darin, die einzelnen in einer Rückwurffolge enthaltenen Reflexionen nach Energie und Eintreffzeit geordnet zu zählen. Dazu wird der Schalldruckverlauf der Rückwurffolge in einer elektronischen Apparatur [4] in eine Angabe der Energie für jeden Rückwurf verwandelt. Als Zeitnullpunkt und Energienormal dient der direkte Schall am Anfang der jeweils ausgewerteten Rückwurffolge.

Die Ergebnisse dieser Messung sind für die Sitzgruppen, in denen auch die Schallrichtungsverteilung gemessen wurde, in Tabelle I und in den Diagrammen des Bildes 4 eingetragen.

Auf dem Dirigentenplatz wurden neben einer energiereichen Reflexion vom Fußboden nur Rückwürfe der Energie kleiner als -15 dB gemessen. Auffällig ist die geringe Zahl der Rückwürfe in der

Tabelle I.

Ort der Meßplätze		Zahl der Rückwürfe je Platz im									50-ms-Energie- anteil in %			Zahl der Plätze
		— 3-dB-Bereich			— 6-dB-Bereich			— 10-dB-Bereich			Mittel	Max.	Min.	
Bühne											44			1
Parkett	Sitzgruppe A	0,4	2	0	2,1	5	1	7,9	12	5	44	52	37	28
	Sitzgruppe C	0	0	0	0,1	1	0	2,3	7	1	38	44	30	15
	Sitzgruppe E	1	2	0	2,3	4	1	8	12	4	45	64	30	21
	Sitzgruppe H	1,4	2	1	4,3	8	3	10,7	13	9	33	39	25	39
	Sitzgruppe K	1,1	2	0	2,6	4	1	12,8	17	9	36	49	25	58
	Sitzgruppe L	2,1	3	1	5	8	3	16,7	22	12	37	53	25	38
Empore	Sitzgruppe N	1,7	3	1	4,9	8	1	20	34	15	34	43	24	25
	Sitzgruppe R	2,3	3	1	4,9	7	3	24,7	33	15	42	52	33	75
	Sitzgruppe U	3,9	5	2	9,8	13	7	47,7	66	37	33	41	25	33
	Sitzgruppe W	3	4	2	6,1	8	4	14,6	19	10	41	50	26	35

Sitzgruppe C, in der Mitte des vorderen Parketts. In dem Energiebereich von 0 bis -3 dB, gemessen am direkten Schall als Energienormal, kommen überhaupt keine Rückwürfe vor. Ganz selten kommt einmal ein einziger Rückwurf pro Rückwurffolge im Energiebereich von 0 bis -6 dB vor. Aber auch im -10 -dB-Bereich ist die Zahl der einfallenden Rückwürfe noch sehr gering. Geht man von der Mitte des vorderen Parketts zu Sitzgruppen, die näher an einer Wand oder weiter nach hinten zu liegen, so steigt die Zahl der energiereicheren Schallreflexionen. Sehr viele energiereiche Rückwürfe treffen auf den Plätzen in den Sitzgruppen der Empore ein, besonders viele in der Sitzgruppe U.

Vergleicht man die Diagramme für die einzelnen Sitzgruppen miteinander, so fällt als erstes auf, daß in den Sitzgruppen A, C und E schon recht früh, nach 70 bzw. 90 ms, 100% der einfallenden Reflexionen im -10 -dB-Bereich am Meßplatz angekommen sind, während in den anderen Sitzgruppen oft nach 150 ms noch nicht alle Rückwürfe dieses Energiebereiches eingetroffen sind. Die Kurven im -6 -dB- und im -3 -dB-Bereich steigen naturgemäß viel steiler an als die Kurven des -10 -dB-Bereiches: Dabei zeigen die Kurven der drei Energiebereiche untereinander oft die besonders starken Steigungen an den gleichen Zeitintervallen: Hier treffen Rückwürfe ein von Flächen besonderer Reflexionsfähigkeit, die begründet ist in Größe, Richtung oder Gestalt der Fläche. Kurven von Sitzgruppen in Wandnähe zeigen gegenüber denen in der Mitte des Saales stärkere Steigungen bei kleineren Laufzeitdifferenzen.

Wenn auf dem Dirigentenplatz nur so wenige und so energiearme Rückwürfe eintreffen, so liegt das an der kurzen Entfernung von 3 m bis zur Schallquelle: Der direkte Schall erscheint neben den Rückwürfen besonders groß. Andererseits sind im Bühnenraum alle reflektierenden Wand- und Deckenflächen so ausgerichtet, daß sie die Schallenergie nach Möglichkeit in den Zuschauerraum und nicht wieder auf die Bühne werfen. — Nach den bisher bekannten subjektiven Wirkungen von Schallreflexionen, wie wir sie z. B. aus einer Arbeit von HAAS [8] kennen, dürfte das, was ein Dirigent auf seinem Platz auf der Bühne hört, sehr trocken klingen. Wenn sowohl Dirigenten als auch die Zuhörer ein sehr gutes Urteil über die Hörsamkeit in diesem Saal der Liederhalle ausgesprochen haben, so mag das bei der gewiß sehr unterschiedlichen Hörsamkeit an dem Dirigentenplatz und den Zuschauerplätzen daran liegen, daß verschiedene Forderungen vom Dirigenten und von den Zuschauern an die Hörsamkeit gestellt werden: Der Konzerthörer möchte die einzelnen Instrumente „durchmischt“ hören, so daß das ganze Orchester wie ein einziger „Klangkörper“ wirkt. Während

eines Konzertes muß der Dirigent im Gegensatz zum Konzerthörer „Arbeit“ leisten: Er muß die einzelnen Instrumente führen und ausrichten. Dazu muß er jedes Instrument einzeln heraushören können. Seine Arbeit wird ihm erleichtert, wenn die Instrumente auf seinem Platz einzeln zu hören sind, „trocken“ klingen und nicht „durchmischt“ erscheinen.

4.4. Schallrichtungsverteilungen

Wenn man mit einem stark richtungsselektiven Mikrophon den aus den verschiedenen Raumrichtungen einfallenden Schall bei Anregung des Raumes durch Impulse aufnimmt, so bestimmen die ersten starken Schallrückwürfe das Aussehen der Schallrichtungsverteilung für Zeitintervalle wie 0 bis 50 ms oder auch noch 0 bis 100 ms: In diesen Zeitintervallen zeigen die Schallrichtungsverteilungen neben der Richtung direkt von der Schallquelle nur wenige Richtungen des Schalleinfalles, aus denen aber viel Energie einfällt. Die Zahl der erst spärlich ankommenden Rückwürfe wächst stetig, die Intensitäten der Rückwürfe nehmen dabei ab. Es tritt aus einer größeren Zahl von Raumrichtungen Schalleinfall auf. Die Schallrichtungsverteilung wird mit der Zeit immer gleichmäßiger: Der Nachhall besteht eben aus sehr vielen Rückwürfen geringer Intensität,

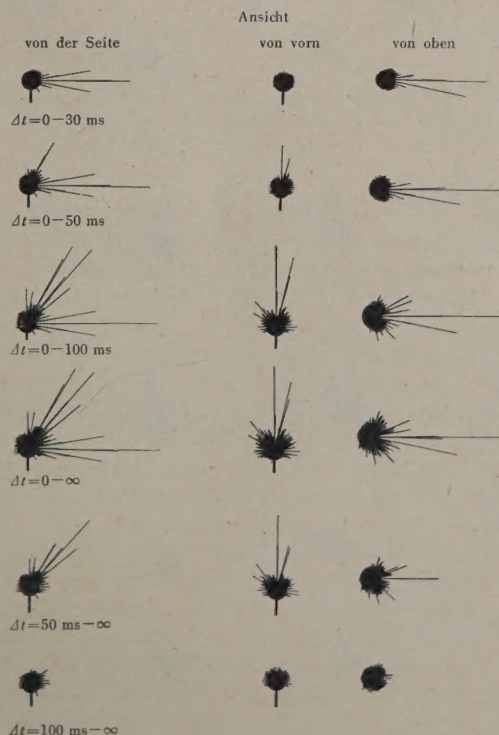


Bild 5. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Dirigentenplatz gemessen wurden.

die aus vielen Raumrichtungen einfallen. Für jeden Meßplatz läßt sich ein Zeitpunkt finden, von dem ab die Schallrichtungsverteilung gleichmäßig wird. Das sieht man an den Messungen in der Liederhalle, noch deutlicher aber vielleicht an Messungen im Stadttheater Münster [5], weil hier dieser Zeitpunkt sehr früh liegt. Besonders deutlich sieht man den gleichmäßigen Schalleinfall in den Restverteilungen, z. B. 50 ms bis ∞ oder 100 ms bis ∞ . Man ist beim Anblick solcher gleichmäßiger Restverteilungen geradezu versucht, einen bestimmten Zeitpunkt nach Eintreffen des direkten Schalles festzulegen und zu sagen: Vom Eintreffen des direkten Schalles bis zu diesem Zeitpunkt liegen die energiereichen Rückwürfe, die die Deutlichkeit an diesem Platz oder ein ähnliches Kriterium der Hörsamkeit bedingen, nach diesem Zeitpunkt kommt nur noch Nachhall.

Der gleichmäßige Schalleinfall aus allen Richtungen läßt sich auf dem Dirigentenplatz an Hand der Restverteilungen in Bild 5 gut beobachten. Das Auffallende an den Schallrichtungsverteilungen für den



Bild 6. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 4, Platz 20 im Parkett (Sitzgruppe A) gemessen wurden.

Platz auf der Bühne ist, daß alle Reflexionen nur von vorn, von oben und von den Seiten her eintreffen. Von hinten kommt nichts außer einem geringen Nachhallen. Die Schallrichtungsverteilungen sehen so aus, als wären sie in einem Raum aufgenommen, bei dem die Rückwand fast vollkommen schall schluckend ist.

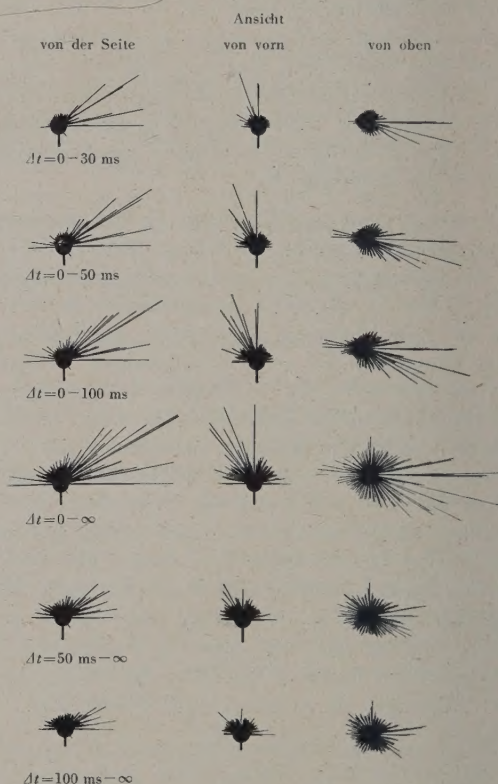


Bild 7. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 7, Platz 77 im Parkett (Sitzgruppe E) gemessen wurden.

Im vorderen Parkett wurden Schallrichtungsverteilungen auf drei Plätzen gemessen, zwei davon sind in den Bildern 6 und 7 dargestellt. Auffallend ist, wieviel Schallenergie von den Reflektoren über der Bühne auf diese Meßplätze fällt. Dieser starke Schalleinfall ist nicht nur auf energiereiche Reflexionen zurückzuführen — diese treffen fast alle in den ersten 50 ms ein —, sondern auch auf viele kleine Reflexionen, zumeist Mehrfachreflexionen aus dem Bühnenraum. So läßt sich z. B. für den Meßplatz in Sitzgruppe A an Hand geometrischer Betrachtungen zeigen, daß der in Bild 6 sichtbare starke Schalleinfall von der großen konvexen Betonwand zwischen 50 und 100 ms auf Mehrfachreflexionen zurückzuführen ist, die an der rechten Bühnenwand in Richtung auf die konvexe Betonwand reflektiert werden und an dieser zum zweiten Mal zurückgeworfen

werden. Dabei bietet die rechte Bühnenwand mit ihren schräg gestellten Wandteilen vielfältige Möglichkeiten der Reflexion in Richtung auf die konvexe Betonwand. — Auf dem etwas weiter von der Schallquelle entfernt liegenden Meßplatz in Sitzgruppe E treten die Rückwürfe von den Reflektoren, vielleicht wegen der Wandnähe, nicht mehr so stark hervor, doch sind auch hier noch Richtungen vorhanden, aus denen mehr Energie einfällt als aus der Richtung des direkten Schalles.

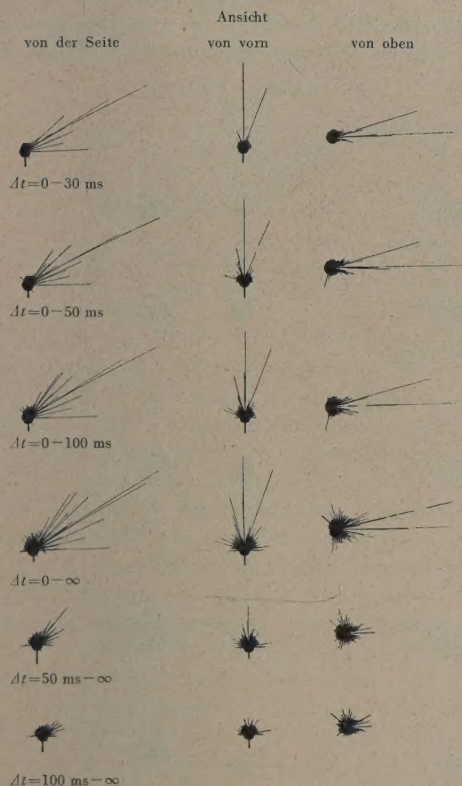


Bild 8. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 18, Platz 51 im Parkett (Sitzgruppe L) gemessen wurden.

Von den beiden Meßplätzen in der Mitte des Parketts ist die auf dem Platz in L gemessene Schallrichtungsverteilung in Bild 8 gezeigt. Schon sehr früh, in den ersten 30 ms, treffen starke Reflexionen von der Bühnendecke und von den Reflektoren über der Bühne ein. Das ist auch zu erwarten, denn mit zunehmender Entfernung des Meßplatzes von der Schallquelle wird ja für Deckenreflexionen die Laufwegdifferenz gegenüber dem direkten Schall geringer. Die starke Gleichverteilung der Schallenergie auf alle Richtungen für die Restverteilungen hat ihren Grund in der zentralen Lage des Meßplatzes. Denn die spät eintreffenden Mehrfachreflexionen, die

bei so weiter Entfernung von den Wänden recht energiearm sind, treffen mit gleicher Wahrscheinlichkeit von allen Wänden her ein.

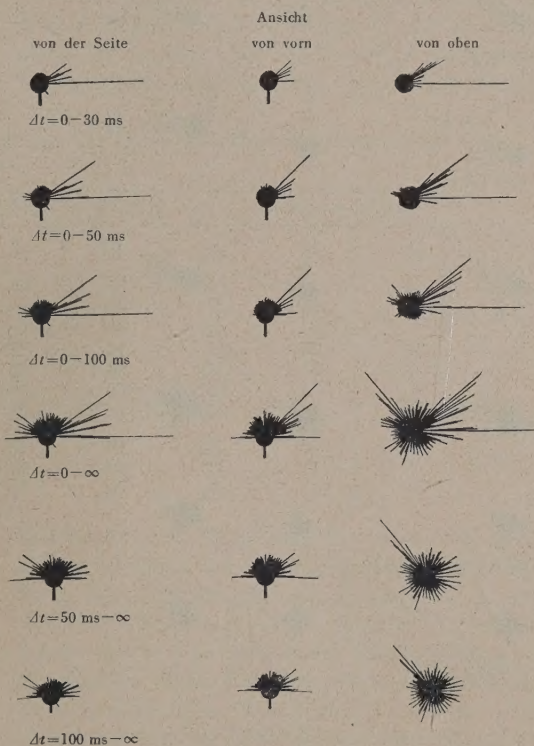


Bild 9. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 29, Platz 30 im Parkett (Sitzgruppe K) gemessen wurden.

Bild 9 zeigt die auf dem Meßplatz in K aufgenommene Schallrichtungsverteilung. Dieser Meßplatz liegt etwas versteckt unter der Empore im hinteren Parkett neben der Wand einer Stuhlkammer, die sich unter der aus dem Parkett langsam aufsteigenden Empore befindet. Während die Reflektoren über der Bühne und die Decke über dem Zuschauerraum sehr viel Energie in die Plätze im vorderen und im mittleren Parkett reflektieren und so in den Schallrichtungsverteilungen besonders hervortreten, ist das für die Plätze im hinteren Parkett nicht mehr der Fall: Die Decke über dem Zuschauerraum wird durch die Empore ganz verdeckt. Die an Stelle der Decke über dem Zuschauerraum tretende Unterseite der Empore vermag natürlich bei weitem nicht so viel Energie zu reflektieren: Denn auf die Unterseite der Empore fällt Schallenergie nur aus einem sehr viel kleineren Raumwinkelbereich als auf die Decke über dem Zuschauerraum. Dann verdeckt die Empore aber auch einen Teil der Reflektoren über der Bühne. So tritt Schallenergie auf diesem Meßplatz haupt-

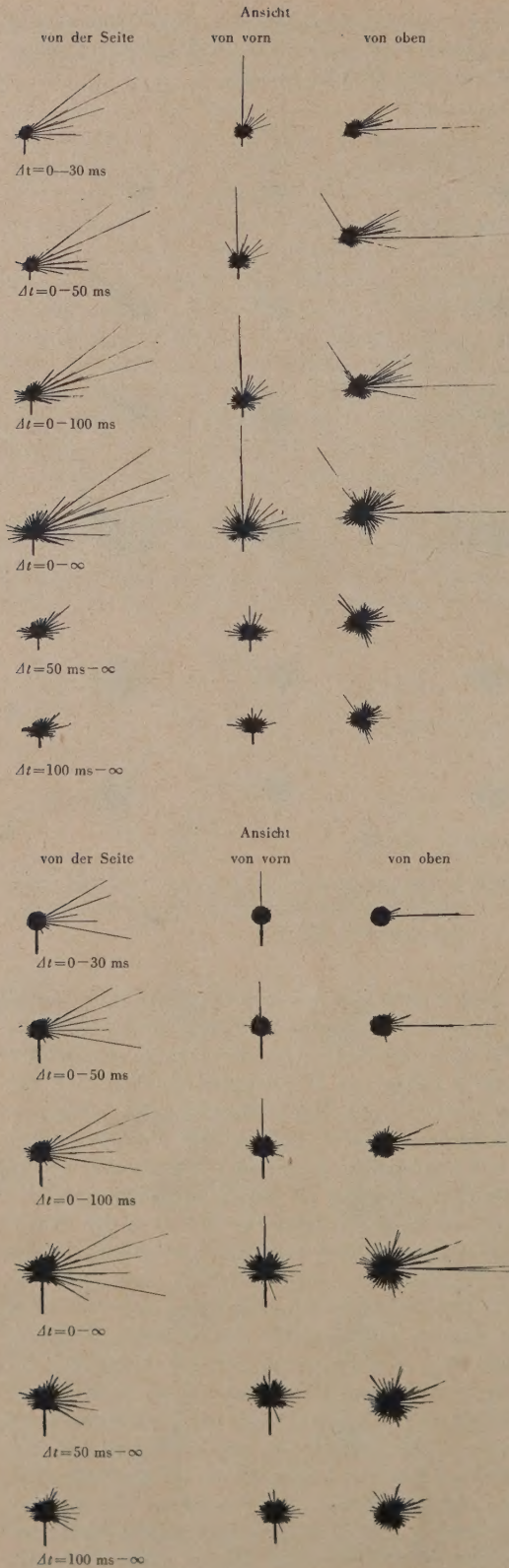


Bild 10. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 19, Platz 14 auf der Empore (Sitzgruppe R) gemessen wurden.

sächlich aus der Richtung des direkten Schalles und aus Richtung der von diesem Platz aus sichtbaren Teile der konvexen Betonwand ein.

Auf der Empore gemessene Schallrichtungsverteilungen sind in den Bildern 10, 11 und 12 gezeigt. Auch hier tritt wieder der starke Schallenergieeinfall von der Decke des Zuschauerraumes und von den Reflektoren über der Bühne hervor. Der Meßplatz in R weist als besondere Richtungen des Schalleinfal-

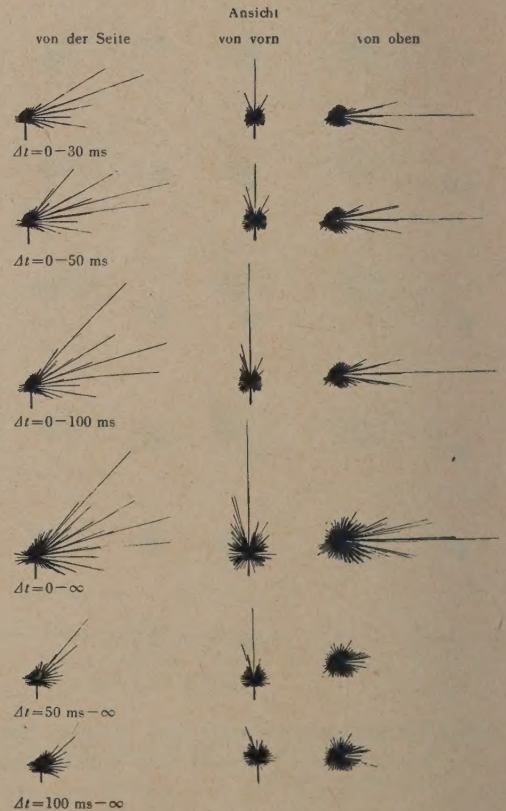


Bild 12. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 26, Platz 87 auf der Empore (Sitzgruppe W) gemessen wurden.

les die große konvexe Betonwand und die Stelle, an der die große Betonwand und die linke Zuschauerraumwand zusammenstoßen, auf. Der Meßplatz in U zeigt ebenfalls stärkeren Schalleinfall von der konvexen Betonwand.

Bild 11. Schallrichtungsverteilungen, die auf dem Meßplatz Reihe 27, Platz 46 auf der Empore (Sitzgruppe U) gemessen wurden.

4.5. Maßzahlen zur Charakterisierung von Schall-
richtungsverteilungen

Aus den gemessenen Richtungsverteilungen wurde die von R. THIELE [2] definierte Maßzahl der Richtungsdiffusität berechnet. Tabelle II zeigt die Ergebnisse.

Tabelle II. Die Richtungsdiffusität, berechnet aus den für die verschiedenen Zeitintervalle gemessenen Schallrichtungsverteilungen.

Meßplatz		0—30 ms	0—50 ms	0—100ms	0—∞	50 ms—∞	100ms—∞
Parkett	Bühne	16	38	42	55	63	77
	A, Reihe 4, Platz 20	32	29	42	55	62	69
	C, Reihe 3, Platz 52	30	46	46	61	65	72
	E, Reihe 7, Platz 77	35	44	48	61	70	70
	H, Reihe 16, Platz 66	25	27	37	60	69	73
	K, Reihe 29, Platz 30	10	29	46	64	72	69
	L, Reihe 18, Platz 51	20	28	38	54	70	74
	N, Reihe 30, Platz 50	11	28	45	59	70	67
Empore	R, Reihe 19, Platz 14	30	40	48	61	72	73
	U, Reihe 27, Platz 46	13	39	49	63	70	71
	W, Reihe 26, Platz 87	37	39	47	56	69	72

Um das, was in den Schallrichtungsverteilungen gemessen wurde, noch weiter zu vereinfachen, wurde das Verhältnis der von vorn einfallenden Schallenergie zu der von hinten einfallenden berechnet. Bei dieser Darstellung der Richtungsverteilungen muß man sich vorstellen, daß ein auf die Schallquelle schauender Konzertbesucher den Raum in zwei Halbräume teilt, einen, der vor ihm liegt, und einen, der hinter ihm liegt. Unter allen gebildeten Verhältniszahlen gibt es keine, die kleiner ist als eins, d. h. in allen gemessenen Schallrichtungsverteilungen, auch in den Restverteilungen, fällt mehr Schallenergie von vorn ein als von hinten.

Um die geometrischen und energetischen Eigenschaften der Schallrichtungsverteilungen gleichzeitig beschreiben zu können, ist in Tabelle III die aus den fünf Haupteinfallrichtungen — „vorn“, „links“, „hinten“, „rechts“ und „oben“ * — einfallende Energie in Prozenten der insgesamt auf dem Meßplatz einfallenden Energie angegeben.

Versucht man in dieser Darstellung der Schallrichtungsverteilungen gemeinsame Eigenschaften von Plätzen festzustellen, die in gleichen Saalteilen liegen, z. B. im vorderen Parkett, oder die ähnliche Lage im Saal haben, wie z. B. die wandnahen Plätze,

* Jeweils in der Betrachtungsweise eines vom Meßplatz auf die Schallquelle schauenden Beobachters zu verstehen. — Für Erhebungswinkel bis 50° wird der Energieeinfall in vier gleichgroße räumliche Sektoren — „vorn“, „links“, „hinten“ und „rechts“ — aufgeteilt. Der Energieeinfall für Erhebungswinkel 60° bis 90° wird in die Richtung „oben“ zusammengefaßt. Der von diesem Sektor erfaßte Raumwinkelbereich ist etwas kleiner als der Raumwinkelbereich der übrigen Sektoren.

so findet man: Wenn überhaupt Gemeinsamkeiten vorhanden sind, dann liegen sie zumeist in den ersten 50 ms nach Eintreffen des direkten Schalles. Für die Plätze in A und C, die beide im vorderen Parkett liegen, für die Plätze in U und C in der Mitte des Raumes oder für K und N im hinteren Parkett findet man ähnlichen Schalleinfall für die

Zeitintervalle 0—30 ms und 0—50 ms. Für Meßplätze, an denen sich die Eigenschaften wandnaher Plätze besonders deutlich zeigen, wie es in E und in R der Fall ist, zeigt sich ein ähnlicher Aufbau des Schallfeldes in den ersten 30 ms. Die drei Plätze auf der Empore zeigen Ähnlichkeiten in den Schallrichtungsverteilungen 0—50 ms und 0—100 ms, während der Aufbau des Schallfeldes in den ersten 30 ms recht unterschiedlich ist.

Daß sich nicht mehr und nicht weitgehendere Ähnlichkeiten in dem Aufbau der Schallrichtungsverteilungen finden, liegt daran, daß die Plätze weit voneinander entfernt liegen und jeder Platz wieder besondere Eigenschaften gegenüber einem anderen bezüglich seiner Lage im Raum aufweist. Denn die Meßplätze sind ja so ausgesucht, daß jeder charakteristische Eigenschaften eines besonderen Raumteiles aufzuweisen vermag.

4.6. Messungen der Schallrichtungsverteilung bei stationärer Anregung

In Ergänzung zu der Messung der Schallrichtungsverteilung bei Anregung des Raumes mit Impulsen wurden auf denselben Plätzen Schallrichtungsverteilungen bei stationärer Anregung des Raumes gemessen. Diese Meßmethode wurde von R. THIELE [2] beschrieben. Solche Messungen haben heute keine so große Bedeutung mehr. Denn die Messung bei Impulsanregung des Raumes hat viel weitere Möglichkeiten, Aussagen über akustische Eigenschaften des untersuchten Raumes zu machen, weil sie den Aufbau des Schallfeldes am Meßplatz in seinen einzelnen Phasen zu erfassen vermag.

Tabelle III. Die Schallrichtungsverteilung der verschiedenen Zeitintervalle; angegeben in Prozenten der insgesamt auf dem Meßplatz einfallenden Energie für die fünf Haupteinfallrichtungen.

Zeichenerklärung:

Die Zahlen geben in Prozenten die Energie an, die einfällt von



	0-30 ms	0-50 ms	0-100 ms	0-∞	50 ms-∞	100 ms-∞
Bühne						
Parkett	A, Reihe 4, Platz 20					
	C, Reihe 3, Platz 52					
	E, Reihe 7, Platz 77					
	H, Reihe 16, Platz 66					
	K, Reihe 29, Platz 30					
	L, Reihe 18, Platz 51					
Empore	N, Reihe 30, Platz 50					
	R, Reihe 19, Platz 14					
	U, Reihe 27, Platz 46					
	W, Reihe 26, Platz 87					

Bei einem Vergleich der Schallrichtungsverteilungen bei stationärer Anregung und der Schallrichtungsverteilungen bei impulsartiger Anregung für das Zeitintervall $\Delta t = 0 \rightarrow \infty$ zeigt sich, daß die Haupteinfallrichtungen des Schalles gut übereinstimmen. Doch zeigen die Verteilungen für die stationäre Anregung einen gleichmäßigeren Schallenergieeinfall aus allen Raumrichtungen als die Verteilungen für Impulsanregung.

5. Zur geometrischen Schallführung im Großen Saal der Liederhalle Stuttgart

Die auf den einzelnen Meßplätzen gemessenen Schallrichtungsverteilungen zeigen, daß nicht nur aus

der Richtung der Schallquelle viel Energie am Meßplatz einfällt, sondern auch aus einzelnen anderen Richtungen, z. B. von den Reflektoren über der Bühne und von der Decke des Zuschauerraumes. Dabei übertrifft auf vielen Meßplätzen der Schalleinfall von diesen Flächen den direkten Schall an Energie bei weitem. Von den anderen Raumbegrenzungen trifft nicht sehr viel Schallenergie am Meßplatz ein.

Der große Schallenergieeinfall aus dem Bühnenraum und von der Decke des Zuschauerraumes setzt sich aus vielen Reflexionen zusammen. Das zeigt sich, wenn man die allmähliche Energiezunahme in den einzelnen Phasen im Aufbau der Schallrichtungsverteilungen betrachtet. Aber auch die Oszillogramme der mit einem Mikrophon kugelförmiger Charakteristik aufgenommenen Rückwurf folgen be weisen es. Nur sehr selten, und dann auch nur in zwei Sitzgruppen auf der Empore, findet man einmal einen einzelnen Rückwurf, der größere Energie aufweist als der direkte Schall.

Die Oszillogramme der Rückwurf folgen für die

einzelnen Meßplätze zeigen neben einigen Rückwürfen großer Intensität meist eine Vielzahl von kleinen Rückwürfen. Die großen Reflexionen fallen nur aus dem Bühnenraum und von der Decke über dem Zuschauerraum ein. Das liegt an der Form dieses Saales der Liederhalle. Von der Bühne aus weitet sich der Raum aus, um etwa in der Mitte des Zuschauerraumes seine größte Breite zu gewinnen. Energie reiche Reflexionen sind wohl von den großen reflektierenden Flächen im Bühnenraum, aber nicht mehr von der in viele Einzelflächen aufgeteilten rechten Wand des Zuschauerraumes und auch nicht von der den Schall zerstreuen, großen konvexen Betonwand auf der linken Seite zu erwarten. Aber nicht

nur die geometrische Form dieser beiden Seitenwände läßt von ihnen nur intensitätsarme Rückwürfe erwarten, sondern auch, daß sie bei der sich ausweitenden Form des Saales Energie nur aus einem kleinen Raumwinkelbereich der Schallquelle zu reflektieren vermögen. Entsprechendes gilt für die in viele Einzelflächen aufgegliederte Wand, die den Zuschauerraum nach hinten begrenzt. Reflexionen von dieser Wand können auf Plätzen im Parkett wegen der breiten Empore höchstens im mittleren und vorderen Parkett auftreten. Hier spielen sie aber schon deshalb keine Rolle mehr, weil sie auf ihrem langen Laufweg bei der kugelförmigen Ausbreitung des von der Schallquelle abgestrahlten Impulses zu klein geworden sind. Aber auch auf den Plätzen der Empore werden keine energiereichen Rückwürfe von der den Zuschauerraum nach hinten begrenzenden Wand festgestellt. Das liegt daran, daß die einzelnen Flächen dieser Wand Schall nur aus einem kleinen Raumwinkelbereich der Schallquelle zu reflektieren vermögen. Außerdem sind die reflektierenden Flächen dieser Wand klein, einmal durch ihre Aufteilung in der Breite, dann aber auch durch ihre nicht sehr große Höhe. Denn diese reflektierenden Flächen beginnen ja erst über der letzten Reihe der Empore, die wegen des treppenartigen Ansteigens der Sitzreihen sehr hoch liegt.

Wenn in den Schallrichtungsverteilungen auf einer Reihe von Meßplätzen recht viel Energie aus der Richtung der großen konvexen Betonwand einfällt, so setzt sich dieser Schalleinfall aus vielen nicht besonders energiereichen Reflexionen zusammen. Selten kommt einmal eine energiereiche Reflexion aus dieser Richtung in einer Rückwurfserie vor. Daß die große konvexe Betonwand die Möglichkeit zu mehrmaliger Reflexion hat, wenn der Raum durch einen Impuls angeregt ist, liegt auch wieder an der Form des Großen Saales der Liederhalle Stuttgart. Die Reflexionsmöglichkeiten der großen konvexen Betonwand werden durch die Lage der rechten Bühnenwand vergrößert, denn von dieser Bühnenwand wird direkt von der Schallquelle kommender Schall auf die konvexe Betonwand reflektiert. Aber auch Reflexionen, die von der hinteren Bühnenrückwand auf die rechte Bühnenwand fallen, werden auf die große konvexe Betonwand reflektiert. Verstärkt wird der Eindruck der besonders viel Energie zurückwerfenden konvexen Betonwand noch dadurch, daß von der rechten seitlichen Bühnenwand so gut wie gar keine Energie in den Zuschauerraum direkt reflektiert wird, denn diese Wand reflektiert ja die Schallenergie auf die große konvexe Betonwand. — Vielleicht hielten die Erbauer der Liederhalle diese bauliche Maßnahme für notwendig, um die Sitzplätze in dem sich nach links stark ausweitenden Zuschauer-

raum noch ausreichend mit Schallenergie zu versorgen.

Neben der Energie der Rückwürfe spielt für die Hörsamkeit in einem Raum auch die Laufzeit der Rückwürfe eine Rolle, genauer gesagt, die Laufzeitdifferenz der Rückwürfe gegenüber dem direkt von der Schallquelle kommenden Schall. Die Zählung energiereicher Rückwürfe zeigt, daß für Plätze im vorderen Parkett fast alle Rückwürfe im Energiebereich 0 bis -10 dB (Energienormal ist der direkte Schall) in den ersten 70 ms nach Eintreffen des direkten Schalles ankommen. Auf Plätzen im mittleren oder hinteren Parkett und auch auf der Empore treffen noch in späteren Zeitintervallen energiereiche Rückwürfe ein, doch ist der größte Teil der starken Reflexionen innerhalb der ersten 100 ms nach Eintreffen des direkten Schalles am Meßplatz angekommen. Später als 100 ms nach Eintreffen des direkten Schalles fallen auf den einzelnen Meßplätzen fast nur noch kleine Rückwürfe aus allen Raumrichtungen ein.

Energereiche Rückwürfe fallen hauptsächlich aus dem Bühnenraum und von der Decke über den Zuschauerraum auf die einzelnen Meßplätze. Für Plätze im vorderen Parkett haben Rückwürfe aus dem Bühnenraum Laufwegdifferenzen von 10 bis 20 m gegenüber dem direkten Schall. Sie fallen also etwa 30 bis 70 ms nach Eintreffen des direkten Schalles am Meßplatz ein. Reflexionen von Wänden des Zuschauerraumes spielen für diese Plätze kaum eine Rolle, da bei den weiten Laufwegen die Reflexionen wegen der kugelförmigen Ausbreitung des Schalles zu klein werden. — Für Plätze im mittleren Parkett werden die Laufwegdifferenzen von Rückwürfen aus dem Bühnenraum und von der Decke über dem Zuschauerraum kleiner. Die energiereichen Rückwürfe aus diesen Richtungen müssen also zu einem früheren Zeitpunkt nach dem direkten Schall eintreffen. Trotzdem ergibt die Rückwurfzählung, daß jetzt energiereiche Rückwürfe bis 100 ms und noch später eintreffen. Der Grund dafür mag darin liegen, daß ein Teil der Energie des direkten Schalles auf dem Wege über die Sitzreihen des Parketts absorbiert wurde. Kleinere Reflexionen, oft Mehrfachreflexionen, können durch das Kleinerwerden des direkten Schalles mehr hervortreten. Diese meist zu späteren Zeiten eintreffenden Reflexionen werden von der Rückwurfzählung, bei der ja der direkte Schall als Zeitnullpunkt und Energienormal dient, mit erfaßt. — Noch stärker macht sich das Hervortreten der Mehrfachreflexionen auf den Plätzen im hinteren Parkett bemerkbar, zumal hier kaum energiereiche Reflexionen von den Reflektoren über der Bühne oder der Decke über dem Zuschauerraum einfallen. Denn die über dem hinteren Parkett liegende Em-

pore verdeckt die Zuschauerraumdecke und einen Teil der Reflektoren für den Schalleinfall auf diese Plätze. — Aber auch für die Plätze auf der Empore, für die ja der direkte Schall auf seinem Wege nicht über Sitzreihen streicht und so auch durch Absorption keine Energie verliert, treten energiereiche Rückwürfe bis 100 ms nach Eintreffen des direkten Schalles und noch später auf. Es handelt sich bei den spät eintreffenden Reflexionen meist um Mehrfachreflexionen aus dem Bühnenraum. Solche Mehrfachreflexionen werden bei vorn im Saal liegenden Plätzen von der Rückwurfzählung wegen ihrer Kleinheit nicht erfaßt, denn hier ist der Laufweg einer Mehrfachreflexion gegenüber dem Laufweg des direkten Schalles sehr groß. Die Mehrfachreflexion wird bei der kugelförmigen Ausbreitung des Schalles sehr klein sein gegenüber dem direkten Schall. Bei Plätzen dagegen, die weit hinten in einem großen Saal liegen, wird jedoch die Laufwegdifferenz von Mehrfachreflexionen gegenüber dem direkten Schall, der ja jetzt einen sehr weiten Weg zurückgelegt hat, nicht mehr so klein sein. Auch aus diesem Grunde können Reflexionen, insbesondere Mehrfachreflexionen, die auf Plätzen nahe der Schallquelle sehr energiearm erscheinen, auf weiter hinten im Saal liegenden Plätzen stärker hervortreten.

Später als etwa 100 ms nach Eintreffen des direkten Schalles kommen auf den einzelnen Meßplätzen im Großen Saal der Liederhalle Stuttgart nicht mehr einzelne energiereiche Rückwürfe aus diskreten Richtungen an, sondern es fallen fast nur noch kleine Rückwürfe aus sämtlichen Raumrichtungen am Meßplatz ein. Diesen gleichmäßigen Schalleinfall aus allen Richtungen könnte man als das „Nachhallen“ bezeichnen. — Es läßt sich für jeden Meßplatz ein Zeitpunkt nach Eintreffen des direkten Schalles finden, an dem der gleichmäßige Schalleinfall aus allen Richtungen einsetzt. Auf Plätzen in unmittelbarer Wandnähe liegt dieser Zeitpunkt früher als auf Plätzen in der Mitte des Saales. Das mag daran liegen, daß auf wandnahen Plätzen die energiereichen Rückwürfe eher eintreffen. Denn im Beispiel der Liederhalle fallen die energiereichen Rückwürfe auf wandnahen Plätzen aus dem Bühnenraum, von der Zuschauerraumdecke und von der nahen Wand ein. Wegen ihrer kleinen Laufwegdifferenz sind es energiereiche und früh eintreffende Rückwürfe. Später von anderen Wänden eintreffende Reflexionen sind wegen ihres langen Laufweges bei der kugelförmigen Ausbreitung des Schalles klein. — Auf Plätzen in der Mitte des Saales sieht der aus allen Richtungen auftretende Schalleinfall etwas gleichmäßiger aus als auf wandnahen Plätzen. Das mag an der gleichweiten Entfernung aller Wände von dem beobachteten Platz in der Saalmitte liegen.

Dieser gleichmäßige Schalleinfall aus allen Richtungen, der von einem bestimmten Zeitpunkt nach Eintreffen des direkten Schalles an einsetzt, ist übrigens keine Besonderheit der Liederhalle. Er wird sich in jedem Raum finden lassen. Auf Plätzen in Theatern dürfte dieser Zeitpunkt schon recht früh liegen. Denn um in einem Sprech-Theater eine gute Sprachverständlichkeit zu erhalten, müssen die aus einzelnen Richtungen einfallenden energiereichen Rückwürfe in einem möglichst kleinen Zeitintervall auf den direkten Schall folgen. In Konzertsälen und Opernhäusern dagegen werden, schon wegen der oft größeren Dimensionen, die akustischen Verhältnisse anders sein: Hier kommt es meistens nicht auf eine besonders hohe Sprachverständlichkeit an, sondern die Zuhörer möchten das Orchester „vermischt“ hören und als „einen einzigen Klangkörper“ empfinden. Deshalb werden in Opernhäusern und Konzertsälen die energiereichen Reflexionen in einem etwas größeren Zeitintervall nach Eintreffen des direkten Schalles liegen. Der Zeitpunkt, von dem ab nur noch kleine Rückwürfe gleichmäßig aus allen Raumrichtungen einfallen, liegt dann natürlich auch etwas später. Als Beispiel möge der in dieser Arbeit untersuchte Große Saal der Liederhalle Stuttgart dienen, der in dem Ruf steht, ein guter Konzertsaal zu sein. Das Einsetzen des gleichmäßigen Schalleinfalles aus allen Richtungen beginnt auf den einzelnen Meßplätzen bei etwa 70 bis 100 ms. Als Beispiel für einen Raum, der eine gute Sprachverständlichkeit besitzt, sei das Stadttheater Münster genannt. Zur Erzielung einer guten Hörsamkeit sind dort Flächen, von denen späte Reflexionen zu erwarten sind, durch Einbau schallstreuender Strukturen weitgehend aufgelöst. Die von E. MEYER und W. BURGTORF [5] gemessenen Schallrichtungsverteilungen zeigen, daß im Stadttheater Münster schon etwa 50 ms nach Eintreffen des direkten Schalles keine energiereichen Rückwürfe mehr aus einzelnen Richtungen einfallen, sondern nur noch kleine Rückwürfe aus allen Raumrichtungen.

Eine Besonderheit dieses Saales der Liederhalle könnte es sein, daß in allen gemessenen Schallrichtungsverteilungen von vorn mehr Schallenergie einfällt als von hinten. Das ist, wenn auch nicht mehr in so starkem Maße, noch in den Restverteilungen $\Delta t = 50 \text{ ms} - \infty$ und $\Delta t = 100 \text{ ms} - \infty$ der Fall, also den Richtungsverteilungen, die sich durch besonders gleichmäßigen Schalleinfall aus allen Raumrichtungen auszeichnen. Ihre Ursache wird diese Erscheinung in der geometrischen Schallführung dieses Saales haben, die durch den Grundriß des sich von der Bühne aus stark verbreiternden Zuschauerraumes bedingt ist. Diese Erscheinung wird sicher nicht in sehr vielen Räumen auftreten. Es kann sogar das Um-

gekehrte auftreten, daß in bestimmten Zeitintervallen von hinten mehr Schallenergie einfällt als von vorn. Als Beispiel seien auf einigen Meßplätzen des Opernhauses Düsseldorf gemessene Schallrichtungsverteilungen für das Zeitintervall $\Delta t = 50 \text{ ms} - \infty$ aus der zitierten Arbeit [5] genannt.

6. Schlußbemerkung

Herrn Prof. Dr. Dr. E. MEYER danke ich für die Stellung des Themas und sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit. Dank sagen möchte ich auch Herrn Dipl.-Phys. W. BURGTORF für seine tatkräftige Hilfe bei den Tonbandaufnahmen in Stuttgart und Herrn Dipl.-Ing. L. KEIDEL vom Süddeutschen Rundfunk, der die Messungen in der Liederhalle Stuttgart ermöglichte. Meinen Eltern und dem Nordwestdeutschen Rundfunk (i. L.) danke ich für die finanzielle Unterstützung bei den Auswertarbeiten und bei den Messungen. Mein Dank gilt auch der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Überlassung von Meßgeräten.

(Eingegangen am 2. Dezember 1958.)

Schrifttum

[1] MEYER, E., Definition and diffusion in rooms. J. acoust. Soc. Amer. 26 [1954], 630.
[2] THIELE, R., Richtungsverteilung und Zeitfolge der Schallrückwürfe in Räumen. Acustica 3 [1953], 291.
MEYER, E. und THIELE, R., Raumakustische Untersuchungen in zahlreichen Konzertsälen und Rundfunkstudios unter Anwendung neuerer Meßverfahren. Acustica 6 [1956], 425.
[3] SCHODDER, G. R., Über die Verteilungen energiereicherer Schallrückwürfe in Sälen. Acustica 6 [1956], 445.
[4] JUNIUS, W., Apparatur zur automatischen Auswertung von Schallrückwurffolgen. Acustica 8 [1958], Beiheft 1, 266.
[5] MEYER, E. und BURGTORF, W., Über die Zeitabhängigkeit der Schallrichtungsverteilung in Räumen bei impulsartiger Anregung. Acustica 7 [1957], 313.
[6] BURGTORF, W., Eine Schallquelle zur Erzeugung kurzzeitiger Impulse. Acustica 7 [1957], 325.
[7] CREMER, L., KEIDEL, L. und MÜLLER, H., Die akustischen Eigenschaften des großen und des mittleren Saales der neuen Liederhalle in Stuttgart. Acustica 6 [1956], 466.
[8] HAAS, H., Über den Einfluß eines Einfachechos auf die Hörsamkeit von Sprache. Acustica 1 [1951], 49.

THE THRESHOLD OF HEARING AS A FUNCTION OF AGE

by R. HINCHCLIFFE

Medical Research Council Wernher Unit on Deafness, London

Summary

The threshold of hearing has been measured at frequencies ranging from 125 to 12 000 c/s on a random sample, stratified for age and sex, that had been drawn from a representative rural population in Great Britain. Clinically abnormal ears were discarded from the analysis. For all age groups, there was a significant difference between the thresholds for the two sexes at 3, 4 and 6 kc/s. For the older age groups, there was also a significant sex difference at 2 and 8 kc/s also. This sex difference is most probably attributable to acoustic trauma. The curves showing threshold of hearing as a function of age that are presented for clinically normal female ears may be considered as pure presbycusis curves.

Sommaire

Le seuil d'audition a été mesuré à des fréquences allant de 125 à 12 000 Hz sur des sujets pris au hasard, classés d'après l'âge et le sexe, choisis dans une population rurale représentative en Grande-Bretagne. Les oreilles cliniquement anormales étaient écartées de l'analyse. Pour tous les groupes d'âge, il y avait une différence significative entre les seuils pour les deux sexes à 3, 4 et 6 kHz. Pour les groupes plus âgés, il y avait une différence significative suivant le sexe à 2 et également 8 kHz. Cette différence suivant le sexe peut être probablement attribuée au traumatisme acoustique. Les courbes montrant le seuil d'audition en fonction de l'âge, qui sont présentées pour des oreilles féminines cliniquement normales peuvent être considérées comme des courbes pures de presby-acousie.

Zusammenfassung

Im Frequenzbereich 125 Hz bis 12 kHz wurde die Hörschwelle bei willkürlich ausgewählten Personen einer typisch ländlichen Bevölkerung Großbritanniens für beide Geschlechter bei verschiedenen Altersstufen gemessen. Klinisch abnormale Ohren wurden in der Analyse nicht berücksichtigt. Bei allen Altersgruppen war eine charakteristische Differenz zwischen den Hörschwellen der Geschlechter bei 3, 4 und 6 kHz. Für die älteren Altersgruppen bestand auch eine solche bei 2 und 8 kHz. Dieser Unterschied ist wahrscheinlich dem akustischen Trauma zuzuschreiben. Die Kurven der Hörschwelle in Abhängigkeit vom Alter, die für klinisch normale weibliche Ohren angegeben werden, können als reine Kurven angesehen werden.

1. Introduction

It has been confirmed [1] that the normal threshold of hearing that DADSON and KING [2] and WHEELER and DICKSON [3] reported for their samples of people in the 18–24 years age group is also that of a random sample population of that age group. The threshold of hearing deteriorates with age [4], but the various reports ([5]–[12]) that have appeared on this subject show a considerable degree of variation. A large measure of this is probably due to sampling error. It was therefore decided to determine auditory threshold changes as a function of age in a random sample population. This paper reports the results of these studies.

2. Procedure

2.1. Sample

The observers were chosen from a 136 square miles area in South-West Scotland. This area, specifically, mid-Annandale in Dumfriesshire, was selected because it is considered to be representative of a rural community in the British Isles, and because, moreover, the population had already been defined by private census by COCHRAN *et al.* [13] for an unrelated survey. The total population of the area is about 9000.

For each sex, fifty people were randomly selected from the age group 18–24 years inclusive, and thirty people from the age groups 25–34, 35–44, 45–54, 55–64 and 65–74 years inclusive. The limits and size of the youngest sample was such that the sample would, in these respects, coincide with DADSON and KING's [2] sample on which the British Standard of the Normal Threshold of Hearing for Earphone Listening is based. The data on this particular age group would therefore tell us to what extent, if any, the British Standard of the Normal Threshold differs from that of random sample population. The results of this study have already been reported [1].

Individuals in the sample were interviewed by one of two home visitors who explained the investigation to the prospective observers and arranged a time for their hearing test. Transportation of these observers to the testing place was also arranged if desired.

2.2. Equipment

A commercial audiometer equipped with "Telephonics TDH-39" moving coil earphones was used to test the hearing. The audiometer and a random noise generator for masking purposes were housed in a mobile audiologic unit that has previously [14] been described. This mobile unit has three chambers, one for clinical examinations, another for the audio-

metrician, audiometer and ancillary equipment, and the third for the observer. The observer's chamber was acoustically treated sufficiently to conform to the Medical Research Council Electro-Acoustics Committee's recommendations [15] regarding ambient noise levels.

2.3. Technique

The procedure that was followed has been detailed previously in a paper on the methodology of air-conduction audiometry [14].

A questionnaire relating to past or present audiologic hazards was filled in for each observer before he, or she, had a clinical otological examination. The threshold of hearing was then measured on each ear at ten audio-frequencies, 125, 250, 500 c/s; 1, 2, 3, 4, 6, 8 and 12 kc/s.

The instructions to the observer were somewhat more detailed than those given in the report [14] previously mentioned. They were as follows:

"I am now going to test your hearing. You will listen to some musical sounds like this. (Demonstrated by pressing ON/OFF switch for 1 kc/s at 100 dB hearing loss. This is sufficiently loud for most observers to hear the tone when the earphones are hanging up in front of him.) Every time that you hear a sound, no matter how quiet or how loud, you must press this button. (Place signal button in observer's hand with his/her thumb on button.) Many of the sounds will be very quiet indeed because we are trying to find the quietest sounds that you can hear. You must therefore listen very carefully. The sounds will come through these earphones; they will come through the right/left (Specify) one first of all. The first sounds will be similar to the ones that you have just heard. They will then become higher in pitch, and, finally, you will hear some low pitched tones. We shall then go over to the other ear. I shall now place these earphones on your head. Is that comfortable?"

The audiometer and earphones were calibrated on a 3 c.c. coupler at the beginning and the end of the survey.

Monitoring the equipment followed the principles that have been discussed previously [14]. The monitoring procedure can be summarised as follows:

- (1) Daily full audio-frequency threshold measurements on the same observer.
- (2) Periodic audiometer input and output voltage measurements over each day.
- (3) Subjective checks, before and after each observer was tested, on the acoustical output near the threshold of each earphone at two frequencies.

3. Results

More than 95 per cent of the sample that had been randomly selected were clinically examined and audiometrically tested. Details of the response rate in respect of sex and age given in Table I.

In an attempt to get a measure of the changes in the threshold of hearing due to the ageing process alone, we excluded the following ears from our analysis:

- (1) Ears of individuals that answered "Yes" to a question: "Is there any particular incident of any sort that you think might have affected your hearing (for example, an explosion, a blow on the ear, or such like)?"
- (2) Ears of individuals that gave a history of recurrent attacks of dizziness associated with nausea and vomiting, together with noises in either ear.
- (3) Ears that had undergone an operation exclusive of myringotomy or an operation restricted to the pinna.
- (4) Ears occluded by impacted wax that could not be conveniently removed.

- (5) Ears with inflammation of the ear canal.
- (6) Ears with a scarred or perforated ear drum.
- (7) Ears showing evidence of fluid in the middle ear, or
- (8) Ears that gave a negative response to the Rinne tuning fork test.

Using these criteria, we were left with a total of 645 clinically normal ears, the distribution of which in respect of age and sex is shown in Table II.

To ascertain whether there is any sex difference in the thresholds of hearing of clinically normal ears the results were compared for each age group at each frequency. Table III shows where significant differences between the median thresholds occurred. In all cases where differences did occur, the male median threshold was higher than the female median threshold.

For age groups and frequencies where there were no significant sex differences, the data on both sexes was pooled and the median threshold of hearing, together with the first and the third quartiles, was calculated. Where there was a sex difference these statistical parameters were computed separately for female and male ears. The parameters of the pooled

Table I.
Percentage of random sample in each group who were tested.

Age group	18-24	25-34	35-44	45-54	55-64	65-74 years	all ages
Male	98%	97%	100%	100%	90%	87%	95.5%
Female	98%	97%	97%	97%	87%	93%	95%

Table II.
Number of clinically normal ears in each group.

Age group	18-24	25-34	35-44	45-54	55-64	65-74 years	all ages
Male	88	55	46	51	39	47	326
Female	88	49	47	53	35	47	319
Total	176	104	93	104	74	94	645

Table III.
Age groups in which the median threshold of hearing for clinically normal ears is significantly different for males and females at a given audio-frequency.

Audio-frequency	Age group					
	18-24	25-34	35-44	45-54	55-64	65-74 years
125 c/s	-	-	-	-	-	-
250 c/s	-	-	-	-	-	-
500 c/s	-	-	-	-	-	-
1 kc/s	-	-	-	-	-	-
2 kc/s	-	-	-	-	+	-
3 kc/s	+	+	+	+	+	+
4 kc/s	+	+	+	+	+	+
6 kc/s	+	+	+	+	+	+
8 kc/s	-	-	-	+	-	-
12 kc/s	-	-	-	-	-	-

+ a significant difference, - no significant difference.

Table IV.

Twenty-fifth percentile, median, and seventy-fifth percentile hearing loss for clinically normal female ears (together with clinically normal male ears at ages and audio-frequencies where there is no sex difference).

Audio-frequency	Age group					
	18-24	25-34	35-44	45-54	55-64	65-74 years
125 c/s	-3.9	-2.1	-1.1	1.8	4.6	6.0 dB
	0.0	1.7	2.6	4.8	8.7	10.1 dB
	4.3	5.5	6.1	9.5	13.1	17.1 dB
250 c/s	-3.4	-2.8	-1.5	0.1	2.3	4.5 dB
	0.0	1.0	1.7	3.2	6.5	9.6 dB
	2.9	5.3	5.6	7.6	11.6	16.4 dB
500 c/s	-2.7	-2.4	-2.0	0.4	2.4	4.8 dB
	0.0	0.7	1.7	3.9	7.0	9.7 dB
	4.0	4.1	5.7	8.7	12.8	20.8 dB
1 kc/s	-3.6	-2.4	-2.1	0.8	1.3	5.2 dB
	0.0	1.0	1.7	4.7	5.6	12.8 dB
	3.7	4.1	6.4	9.5	10.0	24.7 dB
2 kc/s	-4.2	-3.5	-0.5	1.2	4.6	9.4 dB
	0.0	0.4	2.5	5.5	8.7	14.6 dB
	4.6	4.8	6.9	10.9	14.9	26.6 dB
3 kc/s	-4.0	-2.8	0.4	4.8	8.8	10.1 dB
	0.0	1.5	5.5	9.9	14.8	19.8 dB
	4.6	6.9	10.3	18.2	20.2	40.6 dB
4 kc/s	-4.3	-0.2	1.7	6.6	8.7	12.1 dB
	0.0	3.8	5.3	13.2	19.4	22.2 dB
	4.3	8.5	10.0	18.9	26.3	45.6 dB
6 kc/s	-6.6	-0.5	0.6	3.5	11.3	17.4 dB
	0.0	3.6	6.2	11.2	22.3	33.9 dB
	5.8	8.8	13.6	22.4	28.7	47.2 dB
8 kc/s	-6.3	-5.4	-2.3	2.6	11.0	32.2 dB
	0.0	3.3	7.2	8.2	24.7	42.2 dB
	5.6	9.6	15.7	28.4	39.7	52.2 dB
12 kc/s	-6.6	-4.0	3.9	19.0	54.2	63.1 dB
	0.0	5.2	14.4	41.7	64.2	> 70.0 dB
	9.2	17.6	28.5	58.0	> 70.0	> 70.0 dB

N. B. The reference is the median normal threshold of hearing for the 18-24 years age group.

These results are from pooled data on the two sexes except at 3, 4 and 6 kc/s for all age groups, at 2 kc/s for the age group 45-54 years and over, and at 8 kc/s for the age group 35-44 years and over.

Table V.

Twenty-fifth percentile, median, and seventy-fifth percentile hearing loss for clinically normal male ears at audio-frequencies that show a sex difference in the threshold of hearing.

Audio-frequency	Age group					
	18-24	25-34	35-44	45-54	55-64	65-74 years
2 kc/s	-4.2	-3.5	-0.5	2.6	5.7	15.6 dB
	0.0	0.4	2.5	7.4	12.1	25.1 dB
	4.6	4.8	6.9	13.5	17.9	41.1 dB
3 kc/s	-0.9	1.1	3.7	6.3	18.7	30.7 dB
	2.1	5.8	8.6	18.2	31.5	40.9 dB
	8.0	11.1	16.5	29.4	45.3	53.1 dB
4 kc/s	-1.6	2.4	5.4	12.4	30.7	29.9 dB
	3.5	7.5	12.6	22.2	37.8	45.5 dB
	10.2	12.9	19.8	45.3	59.6	59.6 dB
6 kc/s	-2.6	-1.2	5.9	14.0	30.6	34.9 dB
	2.5	5.3	12.4	23.1	49.5	50.9 dB
	9.6	12.9	20.9	36.7	59.7	66.5 dB
8 kc/s	-6.3	-5.4	2.2	10.7	30.1	48.7 dB
	0.0	3.3	11.0	20.7	53.5	57.2 dB
	5.6	9.6	18.9	45.1	67.8	68.5 dB

N. B. The reference zero is the median normal threshold of hearing for the 18-24 years age group.

Table VI.

Differences between the median male and female "normal" thresholds at the audio-frequencies that show a significant sex difference.

Frequency	Age group					
	18-24	25-34	35-44	45-54	55-64	65-74 years
2 kc/s	0.0	0.0	0.0	1.9	3.4	10.5 dB
3 kc/s	2.1	4.3	3.1	8.3	16.7	21.1 dB
4 kc/s	3.5	3.7	7.3	9.0	18.4	23.3 dB
6 kc/s	2.5	1.7	6.2	11.9	27.2	17.0 dB
8 kc/s	0.0	0.0	3.8	12.5	28.8	15.0 dB

data plus the female data where there was a sex difference are shown in Table IV. The median and the first and third quartile hearing losses for male ears at the frequencies that show a sex difference are given in Table V.

Table VI shows the differences between the median thresholds for clinically normal male and clinically normal female ears at the frequencies that show a sex difference.

4. Remarks

The overall response rate of 95.25 per cent is a record for random sampling surveys. Moreover, the small lapse rate justifies the data being considered as applicable to a random sample population. Consequently, the data on this restricted sample can be considered to apply to a random sample population of clinically normal ears.

Table III shows that there is a significant sex difference in the thresholds of hearing and this sex difference follows a particular pattern. It is present even in the youngest age group (18-24 years), but only at 3, 4 and 6 kc/s, and gradually spreads to involve the adjacent frequencies of 2 and 8 kc/s in the older age groups. Note that 12 kc/s is not affected. The decline in the male threshold with age is therefore not an accentuation of the ageing process that is seen in the female threshold of hearing. The pattern of development of the male-female threshold difference in the community is identical with that of the development of noise-induced cochlear damage in the individual. Moreover, the difference between the median thresholds of hearing for clinically normal male and female ears in the 18-24 years age group has already [1] been shown to be due to permanent noise-induced hearing loss, primarily attributable to musketry. We therefore consider that there is no basic difference in the ageing process as it affects the threshold of hearing in women and as it affects that in men. The increased hearing losses that appear in so-called male presbycusis curves must be due to adventitious factors such as acoustic trauma.

One may ask whether the hearing losses in Table IV represent pure presbycusis, i. e. are due

solely to the effects of ageing, and are not contaminated by other effects, such as cochlear damage due to noise, which are apparent in the hearing losses for clinically normal male ears. Evidence will subsequently be presented to indicate that such contamination is negligible or non-existent.

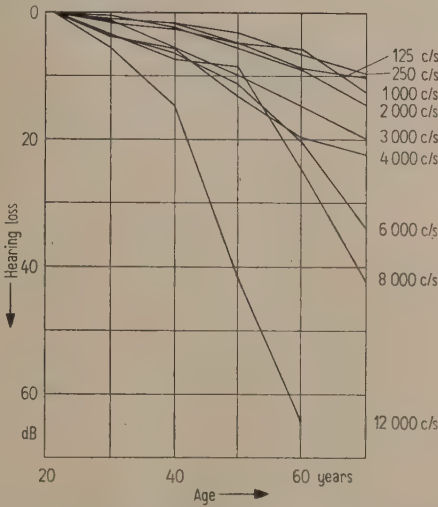


Fig. 1. Threshold of hearing as a function of age in a random sample population of clinically normal female ears. Median hearing losses re. median threshold at 21.5 years of age.

The median thresholds of hearing given in Table IV are graphed in Fig. 1. They show that there is a gradual deterioration of the threshold for each and every frequency at which the hearing was tested. The ageing process is therefore not confined to any particular band of frequencies. In general, however, the deterioration of the threshold with age is greater the higher the frequency. For the frequencies 500 c/s and below, the deterioration appears to be constant with an impairment in the threshold of about 10 dB from the age of 20 years to 70 years. This levelling out in the deterioration rate is possibly due, not so much to levelling out in the basic sensory ageing process as it affects the lower sound frequencies, but perhaps to the influence of changes

in the acoustic impedance of the eardrum and other ear tissues, which changes are themselves attributable to ageing processes in these tissues.

The curves are drawn with the assumption that the threshold is already deteriorating with age over the first age group, i. e. 18–24 years. This assumption is justified since there is evidence [6], [16] that the threshold is deteriorating with age even in childhood.

Since the presbycusis curves in Fig. 1 are derived from a random sample of clinically normal ears, it is suggested that they receive consideration as a tentative standard for the normal threshold of hearing as a function of age. The male threshold of hearing curves as a function of age may be considered to be representative of males who, during their lifetime, have been exposed to an average amount of acoustic hazard. We might be expected to qualify this statement by saying that it applies to males in rural communities only. However, at the frequencies where a significant sex difference exists, there is no significant difference for the median thresholds of hearing of men in urban communities and those in rural communities [11]. We have yet to verify that this applies to random samples also.

5. Conclusions

- (1) The median threshold of hearing of clinically normal female ears drawn from a random sample rural population shows a decline with age at each and every frequency from 125 c/s to 12 kc/s inclusive.
- (2) For frequencies of 500 c/s and below, this rate of deterioration is roughly constant, giving a total threshold shift of about 10 dB from the age of 20 years to 70 years. Above 500 c/s, the rate of deterioration increases with frequency, so that, at 12 kc/s, an increase in age from 20 to 70 years is associated with a hearing loss of more than 70 dB.
- (3) Curves of threshold of hearing as a function of age for a random sample of clinically normal female ears probably represent true presbycusis curves.
- (4) The median thresholds of hearing of clinically normal male ears drawn from a random sample population are significantly different from the thresholds of a comparable series of female ears at 3 to 6 kc/s for the younger age groups, extending to 2 to 8 kc/s for the older age groups. This sex-difference pattern and other

evidence suggests that there is no basic difference in the ageing process as it affects the threshold of hearing of the two sexes. Any difference that exists in so-called "male presbycusis curves" is due to the effects of acoustic hazards.

Acknowledgements

I am grateful to Dr. T. S. LITTLE, Director of the Medical Research Council Unit on Deafness, for his helpful advice and I am also grateful to Dr. J. C. GILSON and Dr. A. L. COCHRANE, of the Medical Research Council Pneumoconiosis Research Unit, for the facilities that enabled me to do this survey. I am also indebted to Dr. C. CLAYSON and the medical practitioners in mid-Annandale whose co-operation ensured a successful survey. To Miss B. KEARNEY, Mrs. M. BIRSS and Mrs. E. BUCHANAN I give my thanks since they were directly responsible for the negligible lapse rate.

(Received December 13th, 1958.)

References

- [1] HINCHCLIFFE, R., *Acta Oto-Laryng.* **50** [1959], 411.
- [2] DADSON, R. S. and KING, J. H., *J. Laryng.* **66** [1952], 366.
- [3] WHEELER, L. J. and DICKSON, E. D. D., *J. Laryng.* **66** [1952], 379.
- [4] BEZOLD, F., *Arch. Otol.* **23** [1894], 214.
- [5] BUNCH, C. C., *Arch. Otolaryng.* **9** [1929], 625.
- [6] BEASLEY, W. C., *Hearing Study Series Bulletin No. 7*, National Health Survey, U.S. Public Health Service, 1938.
- [7] STEINBERG, J. C., MONTGOMERY, H. C. and GARDNER, M. B., *J. acoust. Soc. Amer.* **12** [1940], 291.
- [8] JOHANSEN, H., *Investigations of the Defective Hearing Resulting from Advancing Age*, Munksgaard, Copenhagen 1943.
- [9] WEBSTER, J. C., HIMES, H. W. and LICHTENSTEIN, M., *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 473.
- [10] ROBINSON, D. W. and DADSON, R. S., *Brit. J. appl. Phys.* **7** [1956], 166.
- [11] GLORIG, A., WHEELER, D., QUIGGLE, R., GRINGS, W. and SUMMERFIELD, A., 1954 Wisconsin State Fair Hearing Survey, American Academy of Ophthalmology and Otolaryngology, Los Angeles 26, Cal., 1957.
- [12] CORSO, J. F., *Proceedings Fifty-fifth Meeting of Acoustical Society of America*, 1958.
- [13] COCHRAN, J. B., CLAYSON, C. and FLETCHER, W. B., *Brit. med. J.* **2** [1957], 185.
- [14] HINCHCLIFFE, R. and LITTLE, T. S., *Ann. Occup. Hyg.* **1** [1958], 114.
- [15] *Requirements and Technique of Usage of Pure Tone Audiometers*, Committee on Electro-Acoustics, Medical Research Council, London, 1952.
- [16] GAVINI, H., *Acustica* **7** [1957], 293.

LE SEUIL DIFFÉRENTIEL D'INTENSITÉ EN PRÉSENCE D'UN SON CONTRALATÉRAL DE FRÉQUENCE DIFFÉRENTE

par R. CHOCHOLLE *

Groupe de Recherches de Physiologie des Sensations, Laboratoire de Neurophysiologie
du Collège de France, Paris

Sommaire

Les seuils différentiels en présence d'un son contralatéral invariable de fréquence différente sur l'oreille opposée ont été étudiés par la méthode des stimuli constants. Les résultats montrent que les seuils différentiels en présence d'un son contralatéral invariable de fréquence différente, même très voisine, sont nettement plus faibles, par comparaison avec les seuils différentiels monauraux en absence de son sur l'oreille opposée. Un son de fréquence différente sur l'oreille opposée est donc facilitant; il ne peut s'agir que d'un effet central.

Zusammenfassung

Nach der Methode konstanter Vergleichsreize wurden die Unterschiedsschwellen in Gegenwart eines Tones abweichender Frequenz an dem gegenüberliegenden Ohr untersucht. Die Ergebnisse zeigen, daß die Unterschiedsschwellen in Gegenwart eines unveränderlichen Tones abweichender Frequenz, selbst wenn diese sehr benachbart liegt, verglichen mit den einohrigen Unterschiedsschwellen ohne Ton auf dem gegenüberliegenden Ohr merklich kleiner sind. Ein Ton unterschiedlicher Frequenz auf dem gegenüberliegenden Ohr wirkt also sensibilisierend; es kann sich nur um einen Effekt im Gehirn handeln.

Summary

The differential thresholds in presence of a constant contralateral tone of a different frequency on the opposite ear have been studied by the method of constant stimuli. The results show that the differential thresholds in presence of this contralateral tone of different, even nearby frequency, are lower than those of the single ears. A tone of a different frequency on the opposite ear is therefore helpful; it is a question of a central effect.

1. Introduction

Dans une des précédentes recherches [3], j'avais constaté que le seuil différentiel d'intensité obtenu en faisant varier l'intensité sur une des deux oreilles, était plus grand quand, au lieu de laisser l'oreille opposée dans le silence, on lui faisait entendre un son invariable de même fréquence.

Il était alors intéressant de savoir ce que devient le seuil différentiel, lorsque le son invariable agissant sur l'oreille opposée est de fréquence différente.

On peut, en effet, envisager diverses possibilités:

1. L'effet pourrait être le même, c'est-à-dire un effet de gêne, et devrait se traduire par une augmentation du seuil différentiel.
2. Il pourrait s'ajouter éventuellement un effet de masque, et l'augmentation du seuil devrait être plus importante encore.
3. La présence d'un son sur l'oreille opposée pourrait n'avoir aucun effet, et le seuil différentiel ne se trouverait alors pas modifié.
4. Enfin, la perception sensorielle pourrait même être rendue plus facile: il pourrait y avoir facilitation, comme disent habituellement les physiologistes, avec réduction du seuil différentiel.

tation, comme disent habituellement les physiologistes, avec réduction du seuil différentiel.

Il n'est évidemment pas exclu que les effets diffèrent suivant la différence de fréquence et d'intensité entre les deux oreilles; on pourrait avoir, par exemple, un effet de gêne pour des fréquences voisines, voire un effet de masque, et tout au contraire, facilitation pour des fréquences éloignées l'une de l'autre.

2. Appareillage et technique des mesures

2.1. Appareillage

L'appareillage est sensiblement identique à celui utilisé dans les expériences antérieures; je n'ai fait qu'ajouter une ligne supplémentaire, qui permette d'obtenir un son invariable de fréquence différente sur l'oreille opposée (oreille gauche dans tous les cas).

La Fig. 1 donne un schéma de l'appareillage utilisé.

L'oscillateur 1 était relié à l'écouteur gauche (écouteur électrodynamique) par l'intermédiaire de l'atténuateur 1 et d'une des branches de la clé à bascule A à contacts de mercure dans le vide; cette

* Travail fait avec la collaboration de Melle CH. SAULNIER, collaboratrice technique au C.N.R.S.

clé était à la disposition des sujets dans la chambre sourde. Un adaptateur d'impédances à résistances couplait les impédances dans tous les sens entre l'oscillateur et l'atténuateur; un transformateur couplait de même les impédances entre l'atténuateur et l'écouteur. Ce circuit permettait donc de faire agir sur l'oreille gauche (oreille contralatérale) un son invariable de fréquence voulue, au cours de chaque essai.

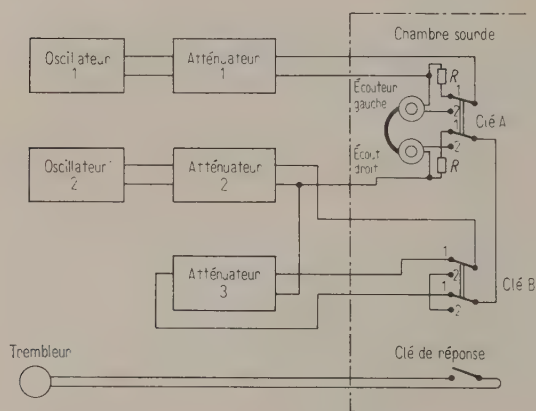


Fig. 1. Schéma de l'appareillage utilisé.

A l'oscillateur 2 faisaient suite deux atténuateurs et l'écouteur droit (écouteur électrodynamique identique au précédent), par l'intermédiaire de la deuxième branche de la même clé à bascule A; le circuit était complété comme précédemment par un adaptateur d'impédances situé entre l'oscillateur et l'atténuateur 2, et un transformateur entre les atténuateurs et l'écouteur. L'atténuateur 3 était normalement en circuit; mais une clé à bascule identique à la précédente permettait aux sujets de court-circuiter entièrement ce dernier atténuateur, engendrant ainsi une augmentation de l'intensité: celle-ci passait brusquement d'une valeur N dB à une valeur $N + \Delta N$ dB, si l'atténuateur 2 était fixé à une valeur $N - \Delta N$ dB et l'atténuateur 3 à une valeur ΔN dB. En position normale, les deux circuits étaient fermés sur des résistances R de même valeur que les impédances des atténuateurs; ainsi, la suppression des court-circuits n'entraînait pas de surtension momentanée sur les lignes.

La variation d'intensité était brusque, comme dans les expériences antérieures; cependant, il y avait une certaine atténuation des transitoires du fait de l'emploi de contacts avec une surface de mercure dans le vide (suppression des clics d'origine mécanique), et du réglage de la mise en circuit de l'atténuateur 3, légèrement en avance sur la mise hors-circuit: de plus, des butées épaisses en caoutchouc moussaient limitaient les déplacements de la clé.

Les sujets à l'intérieur de la chambre sourde et l'opérateur à l'extérieur étaient en liaison par l'intermédiaire de microphones et de haut-parleurs; toutefois, les sujets faisaient connaître les résultats de leurs essais par des signaux conventionnels au moyen d'une clé de réponse agissant sur un trembleur situé à l'extérieur de la chambre sourde; cette façon de procéder avait certains avantages: en particulier, elle était moins perturbatrice pour le sujet. Les sujets restaient dans l'obscurité au cours des mesures, ou, pour le moins, dans une lumière relativement faible; un signal lumineux peu intense les avertissait d'avoir à prêter attention.

2.2. Méthode des mesures

La méthode est exactement identique à celle utilisée dans les expériences antérieures [3]; elle dérive de la méthode des stimuli constants, modifiée de telle façon que les sujets collaborent activement aux expériences [1].

Avant chaque série d'essais, on déterminait rapidement le seuil absolu de chaque oreille aux fréquences employées par la méthode des stimuli constants en séries décroissantes et croissantes alternées. Les niveaux utilisés furent toujours fixés par rapport au seuil respectif de chaque oreille au moment des mesures.

Le son utilisé sur l'oreille droite (oreille recevant les variations d'intensité) fut toujours de 1000 Hz; sur l'oreille gauche, j'ai utilisé 230 et 5730 Hz: ces fréquences ont été choisies de façon telle qu'elles ne soient pas dans un rapport simple par rapport à 1000 Hz. J'ai utilisé également 960 et 1040 Hz sur l'oreille gauche, fréquences proches de 1000 Hz.

Le niveau fut toujours de 10 dB au-dessus du seuil sur l'oreille recevant les variations d'intensité (pour le son de 1000 Hz par conséquent); ce niveau a été choisi en raison du fait que, dans les expériences précédentes, l'effet résultant de la présence d'un son de même fréquence sur l'oreille contralatérale avait paru d'autant plus important que le niveau sur l'oreille testée était plus faible, et le niveau sur l'oreille contralatérale plus élevé. Sur l'oreille opposée, je me suis limité à des intensités moyennes, pour ne pas fatiguer le sujet; cependant, j'ai tout de même fait une série d'essais à 80 dB au-dessus du seuil sur tous les sujets.

Les détails de la technique ont déjà été donnés à l'occasion d'expériences antérieures [3]. Il suffit donc d'en rappeler les aspects les plus importants.

Les expériences étaient conduites de telle façon que le sujet puisse se relâcher entre les essais; le son n'apparaissait sur les deux oreilles qu'au cours de chaque essai, et un signal lumineux l'avertissait à chaque fois qu'il devait tendre son attention; de

plus, l'attention du sujet pouvait être maximum au moment de chaque essai, puisque le sujet décidait lui-même de ses essais en appuyant d'abord sur la clé A, puis, au bout d'un temps assez court (quelques secondes environ), sur la clé B sans relâcher la clé A; il ne relâchait les deux clés qu'au bout d'un temps du même ordre. Les sujets devaient faire 3 essais successifs à chaque fois, et s'accorder un repos de plusieurs secondes entre chaque essai; ils ne devaient prêter attention qu'aux sons eux-mêmes et à leur intensité avant et après la variation, sans se préoccuper de quoi que ce soit d'autre, tel que des clics par exemple. Après chaque groupe de 3 essais, les sujets indiquaient, par l'intermédiaire de la clé de réponse, le nombre d'essais positifs.

On procédait aux essais par séries alternées décroissantes et croissantes d'accroissements de l'intensité, relativement à un même niveau initial: dans les séries croissantes, les accroissements de l'intensité allaient progressivement en augmentant d'une fois sur l'autre; dans les séries décroissantes, les accroissements de l'intensité allaient, au contraire, en diminuant; on compensait les sous-estimations et les surestimations provenant du sens des mesures en additionnant les résultats indépendamment du sens des séries. On commençait toujours par une suite décroissante d'accroissements d'intensité échelonnés de 0,6 en 0,6 dB, suivie par une suite croissante reprenant les mêmes valeurs; on continuait par une nouvelle suite décroissante d'accroissements d'intensité échelonnés de même de 0,6 en 0,6 dB, mais intercalés entre les précédents, et on terminait par une nouvelle suite croissante reprenant les mêmes valeurs. Au total, les 4 suites équivalaient à une seule série d'essais, avec un échelonnement de variations d'intensité de 0,3 en 0,3 dB, en suites décroissantes et croissantes alternées.

Les opérations étaient conduites sur une marge de variations d'intensité de 3 dB en général; ceci représentait au moins 11 variations d'intensité à tester par série d'essais, soit, à raison de 4 groupes de 3 essais successifs pour chaque variation testée, plus de 44 groupes d'essais et, par conséquent, plus de 132 essais par série.

Tous les 3 ou 4 groupes d'essais, un accroissement d'intensité de 10 dB plus ample était offert aux sujets, les niveaux restant par ailleurs les mêmes sur les deux oreilles; cet accroissement plus ample permettait aux sujets de se remémorer les variations auxquelles ils devaient porter leur attention; à ces différences juxtales en effet, on devient rapidement incapable de reconnaître vraiment si notre sensation varie encore ou non, quand on perd tout point de repère, tout point de comparaison; or, la mémoire de faits aussi minimes que la différence

sensorielle liée à de faibles variations d'intensité se perd très vite: tout se passe comme si, à ces différences juxtales, la notion d'aspect sensoriel d'une faible variation d'intensité est nécessaire pour reconnaître cette dernière, et donc pour la percevoir.

Les essais dans les mêmes conditions tant de fréquence que d'intensité étaient conduits jusqu'à achèvement total, avant de modifier les conditions (ce qui demandait une semaine de jours, en général); les sujets étaient ainsi bien adaptés dans chaque cas. L'ordre dans lequel les conditions étaient modifiées était indifférent; cependant, les essais aux niveaux plus élevés ont été faits seulement à la suite des essais aux niveaux plus faibles; la plupart du temps également, les essais dans le silence ont précédé les autres essais, et les essais en présence d'un son plus aigu sur l'oreille opposée ont précédé ceux en présence d'un son plus grave.

Au total, chaque série d'essais durait de 20 à 30 minutes; un repos d'une demi-heure était accordé au sujet entre chaque série. Les mesures furent conduites de telle façon qu'à chaque valeur testée, 100 essais furent effectués.

5 sujets ont été utilisés dans ces mesures.

3. Résultats

Les Fig. 2 à 5 servent à illustrer les résultats; elles se rapportent à deux des sujets utilisés.

En abscisses sont indiqués les accroissements d'intensité en décibels sur l'oreille droite (oreille percevant les variations d'intensité), et en ordonnées les pourcentages de réponses positives déterminés à partir des 100 essais effectués en chaque point. Les différentes courbes de réponse correspondent aux différentes fréquences utilisées sur l'oreille opposée et à diverses intensités, comme il est indiqué dans la partie droite des figures.

Les Fig. 2 et 3 illustrent les résultats aux diverses fréquences utilisées, à un même niveau d'intensité relativement au seuil (40 dB) sur l'oreille contralatérale.

J'ai voulu donner à chacune des courbes d'un même sujet une forme identique. Pour ce faire, j'ai procédé comme dans les expériences antérieures [3]. J'ai d'abord cherché à aligner, à superposer tous les résultats d'un même sujet, quelles que soient, par ailleurs, les fréquences et intensités offertes sur l'oreille opposée. Cette superposition n'est évidemment possible que si on connaît au moins un des points de chacune des courbes de réponse, car il suffit alors d'une translation parallèle à l'axe des abscisses; il suffirait donc, par exemple, de déterminer avec assez de vraisemblance le point où chacune des courbes rencontre l'axe des ordonnées correspondant aux 50% de réponses positives; or,

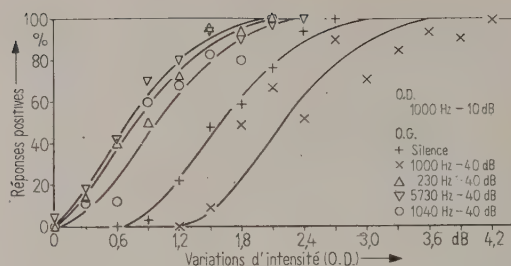


Fig. 2. Pourcentages de réponses positives en fonction des accroissements d'intensité ΔN en décibels sur l'oreille droite (O.D.) par rapport à un niveau de 10 dB au-dessus du seuil à 1000 Hz; chacune des courbes correspond à une fréquence différente sur l'oreille gauche (O.G.), suivant les indications portées sur la partie droite de la figure, à un même niveau d'audition (40 dB au-dessus du seuil); sujet IV.

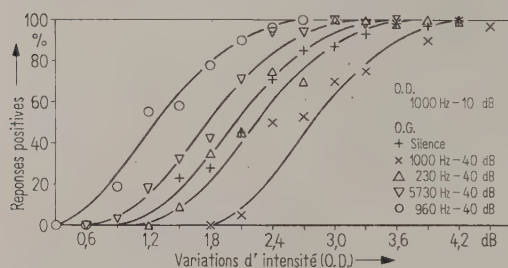


Fig. 3. Mêmes explications que pour la Fig. 2; sujet V.

les points expérimentaux s'alignent, en général, assez bien autour de droites dans la partie moyenne des courbes, et les écarts de ces points sont, le plus souvent, assez faibles; il est donc relativement aisé de tracer les parties moyennes de courbes dont les écarts avec les véritables courbes de réponse ne sont probablement pas considérables; dans de telles conditions, j'ai admis que les points de rencontre de ces parties moyennes de courbes avec l'axe des 50% pouvaient jouer le rôle des points recherchés; j'ai donc pu aligner artificiellement tous les points d'un même sujet; il ne restait plus qu'à tracer, pour chaque sujet pris isolément, la courbe idéale la plus probable au travers de tous les points, et à se servir de ces courbes idéales individuelles comme courbes de référence.

J'ai calculé également les moyennes, les écarts-types et les erreurs-types sur la moyenne d'après la méthode des moindres carrés, en admettant que la courbe de réponse est une courbe normale de probabilités (ceci n'est qu'une approximation, puisque les courbes de réponse sont asymétriques, très redressées et presque rectilinéaires). Pour le calcul des moyennes, des écarts-types et des erreurs-types, j'ai procédé comme il est indiqué en Appendice; j'ai

pondéré les valeurs aux deux extrémités pour le calcul de l'erreur-type sur la moyenne. Le Tableau donne les résultats pour tous les sujets utilisés.

Tableau.

Seuils différentiels moyens M , écarts-types σ , erreurs-types sur la moyenne σ_M , tous en décibels, pour les 5 sujets utilisés, en fonction des fréquences et des niveaux en décibels au-dessus du seuil sur l'oreille gauche; dans tous le cas, un son de 1000 Hz à 10 dB au-dessus du seuil agissait sur l'oreille droite.

Sujets	Sur l'oreille opposée	M	σ	σ_M
Sujet I	Silence	1,83	0,50	0,03
	1000 Hz - 40 dB	2,03	0,90	0,06
	230 Hz - 40 dB	0,94	0,60	0,04
	5730 Hz - 40 dB	1,63	0,86	0,06
	1040 Hz - 40 dB	2,37	0,30	0,02
	1040 Hz - 80 dB	5,52	0,72	0,04
Sujet II	Silence	2,03	0,52	0,04
	1000 Hz - 40 dB	1,87	0,53	0,04
	230 Hz - 40 dB	0,67	0,47	0,03
	5730 Hz - 40 dB	1,92	0,74	0,04
	960 Hz - 40 dB	1,49	0,82	0,05
	960 Hz - 80 dB	1,62	0,54	0,03
Sujet III	Silence	1,46	0,72	0,04
	1000 Hz - 40 dB	3,32	0,73	0,04
	230 Hz - 40 dB	1,04	0,94	0,05
	5730 Hz - 40 dB	1,05	0,92	0,05
	960 Hz - 40 dB	1,56	0,88	0,05
	960 Hz - 80 dB	1,17	0,85	0,05
Sujet IV	Silence	1,66	0,51	0,03
	1000 Hz - 40 dB	2,11	1,09	0,05
	230 Hz - 40 dB	0,80	0,62	0,04
	5730 Hz - 40 dB	0,73	0,67	0,04
	1040 Hz - 40 dB	1,01	0,59	0,04
	1040 Hz - 80 dB	0,73	0,28	0,02
Sujet V	1000 Hz - 80 dB	2,36	1,08	0,05
	Silence	2,13	0,73	0,04
	1000 Hz - 40 dB	2,84	0,34	0,02
	230 Hz - 40 dB	2,07	0,59	0,04
	5730 Hz - 40 dB	1,78	0,31	0,02
	960 Hz - 40 dB	1,42	0,55	0,03
	960 Hz - 80 dB	1,79	0,40	0,02

Comme on le voit sur les courbes et sur le Tableau, un son invariable de fréquence différente et assez éloignée agissant sur l'oreille opposée tend à réduire le seuil différentiel d'intensité chez tous les sujets, par comparaison avec les seuils différentiels obtenus en présence d'un son invariable de même fréquence sur l'oreille opposée; les calculs montrent, d'ailleurs, que ces différences sont très significatives. Bien plus même, chez tous les sujets, le seuil différentiel est aussi plus faible qu'en absence de son sur l'oreille opposée, et les différences constatées sont elles aussi très significatives. D'une façon assez générale cependant, la réduction du seuil différentiel est moins considérable, quand les fréquences agissant sur les deux oreilles sont voisines l'une de l'autre.

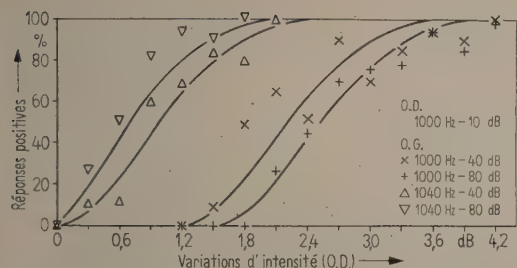


Fig. 4. Pourcentages de réponses positives en fonction des accroissements d'intensité ΔN en décibels sur l'oreille droite (O.D.) par rapport à un niveau de 10 dB au-dessus du seuil à 1000 Hz; chacune des courbes correspond à un niveau d'audition différent sur l'oreille gauche (O.G.), en décibels au-dessus du seuil et à une même fréquence, suivant les indications portées sur la partie droite de la figure; sujet IV.

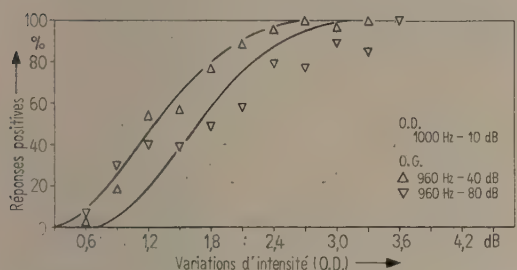


Fig. 5. Mêmes explications que pour la Fig. 4; sujet V.

Les expériences faites à un niveau plus élevé (80 dB au-dessus du seuil) et à une fréquence assez voisine de celle utilisée sur l'oreille percevant les variations d'intensité relativement à un niveau de 10 dB au-dessus du seuil comme précédemment, donnent, par contre, des résultats différents selon les sujets (v. Fig. 4 et 5 et Tableau); chez plus de la moitié d'entre eux, le seuil différentiel est plus grand que si le son contralatéral invariable est seulement de 40 dB au-dessus du seuil: chez l'un d'entre eux même, l'accroissement du seuil avec l'intensité est considérable; quelques sujets donnent, par contre, des résultats opposés, puisque le seuil différentiel semble alors plus faible en présence d'un son invariable contralatéral très intense. Dans tous les cas, les différences sont très significatives.

4. Discussion des résultats

Ainsi, les seuils différentiels en stimulation monaurale varient suivant l'état fonctionnel de l'oreille contralatérale: silence, présence d'un son invariable de même fréquence, ou d'un son invariable de fréquence différente.

En prenant comme point de comparaison le seuil différentiel monaural en absence de son sur l'oreille opposée, la *sensibilité différentielle d'intensité* ap-

paraît comme réduite en présence d'un son invariable contralatéral de même fréquence, tandis qu'elle est accrue en présence d'un son invariable contralatéral de fréquence différente, même si cette dernière est assez voisine de la première.

Dans un travail précédent [3], j'ai montré que l'augmentation du seuil différentiel en présence d'un son contralatéral invariable de même fréquence était due à un effet de gêne au niveau des centres supérieurs. Des expériences présentes, on doit donc conclure qu'il n'y a plus d'effet de gêne, quand le son contralatéral invariable est de fréquence différente, même si cette fréquence est assez voisine de la fréquence agissant sur l'autre oreille; tout au contraire, il y a un effet de facilitation, et cet effet paraît d'autant plus net que les fréquences sur les deux oreilles sont plus éloignées l'une de l'autre. L'existence d'un tel effet est d'ailleurs corroborée par les appréciations mêmes des sujets: interrogés sur les difficultés qu'ils avaient éprouvées, tous ont répondu que la présence d'un son invariable de fréquence différente sur l'oreille opposée ne les avait pas dérangés, bien au contraire.

Dans ce même travail [3], j'avais montré que le seuil différentiel n'est pas une simple donnée physiologique immédiate; il repose sur un jugement du sujet, et représente la limite de son jugement de différences d'intensité. La présence d'un son constant de même fréquence peut représenter une gêne pour le jugement du sujet; si le fond constant est de fréquence différente, non seulement cette gêne n'existe plus (comme cela se produit en absence de son constant), mais, tout au contraire, de la facilitation peut en résulter. Diverses explications sont possibles: j'avais proposé l'hypothèse, par exemple, de la nécessité d'un contraste suffisant pour percevoir une différence; si le fond constant est de même nature qualitativement que la sensation appelée à varier quantitativement, le contraste par rapport au fond est très réduit, et il faudra nécessairement une variation plus grande pour obtenir un contraste perceptible; s'il n'y a pas de fond constant, le contraste est plus grand, la variation sera plus facilement perceptible; enfin, si le fond constant est qualitativement différent, il y aura contraste important par rapport au fond, et la variation sera plus facile encore à percevoir que dans les deux cas précédents. Mais on peut penser également à une possibilité d'action de potentiels activateurs ou inhibiteurs suivant les cas, et venant peut-être de la formation réticulée; les nombreuses recherches actuelles sur cette formation et ses effets montrent qu'elle joue un rôle primordial dans tous les phénomènes d'activation ou d'inhibition rencontrés au niveau du cortex, dans l'attention, etc. En tout état

de cause, cet effet de facilitation, comme l'effet de gêne, ne peut être que d'origine centrale.

L'existence d'effets facilitateurs sur les seuils différentiels n'aurait pas à nous surprendre. En effet, des effets facilitateurs ont déjà souvent été décrits, soit à l'intérieur d'une même modalité sensorielle, soit d'une modalité sensorielle sur une autre (action facilitante de certaines lumières sur le seuil auditif absolu, par exemple).

Remarquons en terminant la grande variabilité des résultats d'un sujet à un autre. Cette variabilité individuelle est encore plus importante quand le son sur l'oreille opposée est plus intense: en effet, 3 des sujets sur les 5 semblent voir leurs réponses moins facilitées, donc plus perturbées, par un son plus intense (rappelons qu'il en était de même dans le cas d'un son invariable de même fréquence sur l'oreille opposée); un des sujets a même été tellement perturbé (comme on le constate d'après l'accroissement de son seuil différentiel) qu'on doit conclure chez lui à la présence d'un effet de masque, en plus d'un effet de gêne important; par contre, quelques sujets ont semblé avoir plus de facilités dans leurs jugements aux intensités élevées sur l'oreille contralatérale. Ici encore, les réponses verbales des sujets à la suite des expériences ont confirmé ces appréciations.

5. Conclusions

Les expériences présentes confirment évidemment les observations antérieures [2], [3]: ici aussi, la présence d'un son constant sur une oreille fait varier le seuil différentiel mesuré au moyen de variations d'intensité sur l'autre oreille; mais il apparaît, en plus, que le sens des variations du seuil différentiel peut être modifié par la nature même du son agissant sur l'autre oreille: quand les fréquences des sons agissant sur les deux oreilles sont différentes, le seuil différentiel est nettement plus faible qu'en absence de son sur l'oreille opposée.

La nature même du seuil différentiel est donc posée, et, d'une façon générale, la nature même de tout seuil, quel qu'il soit. En effet, on admet le plus souvent qu'aux intensités les plus faibles du stimulus existe une limite, un seuil, c'est-à-dire une valeur constante, même si cette valeur est considérée comme statistique: on ne pourrait atteindre cette valeur que dans des conditions idéales, mais en pratique on admet qu'on arrive à des valeurs suffisamment proches en opérant dans les meilleures conditions possible. Or, comme on vient de le voir, la présence ou l'absence d'un son quelconque sur l'oreille opposée fait nettement varier par ailleurs le seuil différentiel, bien que les conditions restent les mêmes, et les meilleures possible; qui plus est, on

arrive même, dans certains cas, à des valeurs nettement plus faibles que la valeur liminaire en absence de son sur l'oreille opposée; or, les conditions sembleraient a priori plus défavorables, puisque l'attention du sujet peut être distraite.

Les seuils apparaissent donc comme des valeurs relatives: ils dépendent non seulement de toutes les conditions opératoires, mais encore de l'état du sujet à un instant donné, de tout le contexte sensoriel dans tous les domaines, des traces de mémoire sur lesquelles se fonde la perception, etc: dans chaque condition, existe une limitation particulière, un seuil; et ceci doit probablement s'expliquer par le fait que la chaîne qui conduit de l'organe sensoriel au niveau cortical où se font la prise de conscience, le jugement et la décision du sujet sur la réponse à donner, n'est pas une voie particulièrement simple; d'autre part, sur cette chaîne convergent de très nombreuses dérivations d'autres voies nerveuses ou d'autres centres nerveux supérieurs.

Appendice

Comme il a été dit dans le texte, les moyennes M , les écarts-types σ et les erreurs-types sur la moyenne σ_M ont été calculés par la méthode des moindres carrés, en admettant que la courbe de réponse est une courbe cumulative normale. J'ai utilisé la méthode proposée par J. P. GUILFORD dans le traité de statistique intitulé "Psychometric Methods", publié dans les "McGraw-Hill Publications".

Dans cette méthode, on remplace les pourcentages P de réponses positives non directement utilisables par les *écarts-réduits* z (écarts de chaque donnée numérique X à la moyenne M , rapportés à l'écart-type σ , soit $(X - M)/\sigma$) correspondants, en admettant que l'on a affaire à une courbe normale de probabilités. Des tables statistiques donnent les valeurs de z en fonction des proportions de valeurs positives (pourcentages ramenés à l'unité).

Comme les écarts-réduits sont une fonction linéaire des valeurs numériques du stimulus, on peut alors appliquer la méthode des moindres carrés pour calculer la moyenne et l'écart-type.

Les calculs sont menés comme il est indiqué dans la matrice (n représente le nombre total de variations d'intensité AI testées par courbe, N est le nombre d'essais à chaque valeur testée). Pour éviter de donner trop de poids aux valeurs approchant des 0 et 90% de valeurs positives, j'ai parfois pondéré les valeurs par les poids w d'URBAN-MÜLLER; ces valeurs sont également données dans les tables statistiques, ainsi que les produits $w p$. Dans le tableau annexe, je donnerai à titre d'exemple le calcul relatif à la courbe de la Fig. 2 correspondant à 5730 Hz et 40 dB.

Pour calculer le rapport critique t entre deux moyennes M' et M'' , j'ai utilisé la formule:

$$t = d_M / \sigma_{d_M},$$

$$d_M = M' - M''$$

$$\sigma_{d_M} = \sqrt{\sigma_{M'}^2 + \sigma_{M''}^2}.$$

où
et

Appendice

[illegible]

Matrice

Calcul de M , σ , σ_M , à partir des valeurs expérimentales (n nombre de niveaux testés, N nombre de mesures effectuées à chacun des niveaux). Dans le cas présent, les valeurs du stimulus S sont les accroissements d'intensité testés ΔI .

Tableau annexe.

Calcul relatif à la courbe de la Fig. 2 correspondant à 5730 Hz et 40 dB.

[illegible]

(Reçu le 24 décembre 1958.)

Bibliographie

- [1] CHOCHOLLE, R., Le déclenchement des stimuli par le sujet en Physiologie sensorielle. *J. Psychol.* **42** [1949], 339 - 344.
- [2] CHOCHOLLE, R., Étude statistique de la sensibilité différentielle d'intensité. *Acustica* **5** [1955], 131 - 141.

- [3] CHOCHOLLE, R., La sensibilité auditive différentielle d'intensité en présence d'un son contralatéral de même fréquence. *Acustica* **7** [1957], 75-83.
- [4] CHOCHOLLE, R., Quelques expériences récentes sur les éléments corticaux et infracorticaux du seuil auditif tant absolu que différentiel. *Semaine des Hôpitaux, Pathologie et Biologie* **34** (6) [1958], 719-730.

THE ACOUSTIC CONDITIONS ACCEPTED BY LISTENERS IN AN AUDITORIUM

by A. F. B. NICKSON and R. W. MUNCEY

Division of Building Research, Commonwealth Scientific and Industrial Research
Organization, Australia

Summary

Many acoustical measurements proposed for the assessment of listening conditions in halls give extremely detailed information which has no correlation with subjective judgments. Review of acoustic impressions and criteria over a wide range of halls and countries suggests, in fact, that a continuing search for more precise acoustic parameters for binaural listening is not warranted because of the wide range of listener tolerances. Acoustical factors that have an effect on subjective appreciation are discussed.

Sommaire

Beaucoup de mesures acoustiques proposées pour l'évaluation des conditions d'écoute dans des salles donnent une information extrêmement détaillée qui n'a aucun rapport avec des appréciations subjectives.

L'examen des impressions acoustiques et le critère sur une vaste série de salles et de pays montre, en réalité, qu'une recherche prolongée sur des paramètres acoustiques plus précis pour une écoute binaurculaire n'est pas justifiée à cause du vaste champ de tolérance des auditeurs. Une discussion est faite sur les facteurs acoustiques qui agissent sur l'appréciation subjective.

Zusammenfassung

Viele akustische Meßmethoden, die zur Bestimmung der Hörbedingungen in Räumen vorgeschlagen wurden, geben eine äußerst detaillierte Information, die keine Korrelation zur subjektiven Beurteilung besitzt. Ein Vergleich der akustischen Eindrücke und Kriterien in den verschiedensten Räumen und Ländern führt tatsächlich zum Schluß, daß eine dauernde Suche nach präziseren akustischen Parametern für das zweiohrige Hören wegen des weiten Toleranzbereiches der Hörer nicht gerechtfertigt ist. Akustische Eigenschaften, welche die subjektive Beurteilung beeinflussen, werden diskutiert.

1. Introduction

The demonstration by SABINE [1] at the turn of the century, that reverberation time and acoustical quality of a hall are closely connected laid the foundation of present day architectural acoustics. Subsequent workers ([2] – [6]) have suggested that other parameters based on new or modified instrumental measurements are important in determining listening conditions, whilst others ([7] – [10]) have tried to establish the requirements for optimum listening conditions from experiments with synthetic sounds (original plus echoes). In short, the tendency has been to define more explicit and critical factors to assess the acoustical conditions.

This paper brings together experiments, opinions and data which suggest that the above tendency has produced criteria which would rate as poor some auditoria that are accepted as satisfactory by both performers and listeners in them. Throughout the paper it is assumed that listeners have normal hearing, approximately equal for both ears, and that no electronic device (other than a sound reinforcement

system) is employed. The listening spaces under consideration have volumes in excess of 500 m³, reverberation times between 0.5 and 3.0 s, and are used for speech or music. The requirements of radio and television are not considered; in general these call for only one listening device (a microphone) instead of the two ears of binaural hearing. The difference between these two conditions cannot be too strongly emphasized.

2. Some acoustic experiences of the authors

Early acoustic studies by the authors developed the three dimensional acoustic models having surface impedances matching those in the full scale building. Methods for measuring the matching impedances were developed, a model was built and its acoustic behaviour shown to coincide with that of a full scale room. This brought into prominence the question "Which objective properties should be measured to ensure subjective correlation between the room and its model?". It was obvious from the literature concerning reverberation time that for a

hall to have the customary reverberation time for its volume was not a guarantee of good acoustic conditions. Yet a search for a more informative single quantity was not encouraging. Experience was obtained in many halls by measuring reverberation times and decay curves, transmission irregularity and frequency irregularity and with oscillograms obtained with sound pulses. However the complexity and wealth of detail provided by these techniques was never matched with correspondingly detailed subjective impressions; on the contrary these were broad and vague. This disagreement is accentuated when pure tones are used for experimental measurements in place of the complex sounds of music and speech.

Subjective experimental work was also carried out. Listening tests were made during concerts in different halls and from different parts of the same hall, the effect of listening to a sound having an echo of variable magnitude and time delay was studied, ideas were discussed with musicians, and the use of loudspeaker columns with or without sound delay was investigated in very reverberant buildings. The subjective experiments showed clearly the importance of balance between sound received directly from the source and indirectly by means of reverberation. Intelligible speech requires more direct sound than does pleasing music.

The importance of direct sound in aiding musical definition was recognized by the authors when they were asked what acoustic arrangements could be made to enable an audience of 2000 persons to hear satisfactorily a string quartet in a hall having a volume of 23 000 m³ and a reverberation time of 2.5 s. A sound reflector consisting of a hard back and sloping roof at correct angle was suggested and used. Performers, listeners and critics agreed that this reflector contributed greatly to the appreciation of chamber music.

3. Listening tests in halls

Listening tests have been carried out by the authors and their colleagues in ten different Australian halls (volumes ranging from 500 to 30 000 m³ and reverberation times from 1.2 to 3.0 s) with results similar to those obtained by PARKIN and ALLEN [11] when preparing for the design of the Royal Festival Hall, London.

The front seats provided aural and visual interest but with an orchestra spread over a full platform width there were occasions when some sections did not seem to be in time with others. In the rear seats the music was well blended but had a slight lack of definiteness, and in the gallery the music was generally satisfying and well blended. The latter position

was generally rated the best of the three. When the programme included speech or libretto, seats near the front of the hall were preferred, particularly in one hall where the noise level was excessive. On reflection these comments are only what one might expect.

Unexpectedly our test listeners gave great importance to the disturbing effects of hard seats, noises of ventilating ducts and vibrations due to passing traffic, and commented more extensively on the performance of the music than on the acoustics. ASHBRIDGE [12] has suggested that such faults can lead to musicians giving a broadcasting studio a bad name.

The most common reaction of the listeners was to "forget" the acoustics and listen to the music as such, unless disturbed by an obvious acoustic fault. Probably the performer is aiming to produce the musical conception of the composer (who allows for the acoustic effects of average halls) and the listener is trying to capture this conception. A bad acoustical environment is merely an obstacle to this. Good acoustical conditions exist when faults are small enough to pass unnoticed, and apparently this stage had been reached in the halls in question when listeners "forgot" the acoustics.

English reports (private communication) confirm the opinion that it is exceptional to have acoustics that are sufficiently bad to obtrude. PARKIN et al. [13] tried to determine how the acoustic qualities of various halls in the United Kingdom were assessed by musicians but found comparatively little agreement. The Royal Albert Hall, London, has been for many years the venue of very popular Promenade Concerts. General opinion rates the acoustics of the hall as poor, despite some correction made in 1941, and yet conductors still enthral their audiences in it.

Twelve months after the opening of the Royal Festival Hall, which was designed in collaboration with architectural acoustic consultants, the Royal Institute of British Architects reported a symposium [14] on its acoustics. These were rated as excellent by twelve contributors (including nine of the ten musicians who had played in the hall), were the subject of very mild criticism by five contributors (including three music critics) and no adverse comment was offered.

SOMERVILLE and HEAD [6] and SOMERVILLE [15] rate the acoustics of the Royal Festival Hall as bad, but do not give reasons for the judgment, which may be based on microphone listening. Apparently the acoustics of the Royal Festival Hall are rated from "excellent" by musicians to "bad" by technologists, with critics making intermediate ratings. SOMERVILLE

[16] describes an experiment in which 119 observers, divided into 6 groups, were required to say which excerpt of the same music recorded in four different halls was preferred for tonal quality, which permitted the majority of instruments to be heard, and which was preferred overall. Two groups listened at reproduction levels said to be "too low" and "too high". The other four groups were classified as (a) 11 practising musicians, (b) 25 musicians used to listening, (c) 26 broadcasting engineers and (d) 29 general public. Only group (b) gave results which significantly differed (chance of 1 in 20) from the same number of subjects selecting at random. Even then the average difference was of the order of 1 unit on a scale in which the halls were scored 4, 3, 2 and 1 in order of preference of a subject. Group (b) presumably would be likely to be predominantly music critics, a class who tended to be less satisfied with the acoustics of the Festival Hall.

SOMERVILLE's experiment should have produced definite preferences, if such preferences really exist. Strictly it falls outside the scope of this paper since "one-eared" listening was involved in the recording process. But it is certainly a critical experiment since he presented the same music from different halls for immediate comparison. This was necessary since the ear cannot retain a detailed subjective impression for any length of time (for example in the comparison of two loud-speakers it is necessary to hear them alternately). It is not surprising that considerable confusion occurs when one attempts a detailed subjective comparison of the acoustics of two halls visited days apart.

4. Importance of experience

As the acoustical quality of a hall is essentially subjective it is highly improbable that acoustical conditions rated as optimum by one person will satisfy all. This situation occurred for instance in the Royal Festival Hall (section 3 above) where people with different tastes sat in different parts of the hall. This individuality is doubtless due to a combination of such factors as hearing acuity, musical training, experience in halls and temperament. In a concert one person will appreciate the interest of seats near the source of the sound; another will prefer more remote seats so that a blend of sound is achieved. This is fortunate since a hall must cater for both types. Undoubtedly seats near the speaker are preferred for speech, as intelligibility is not improved by blending or even by "singing tone".

KESSLER [17] discusses the importance of "listening experience" in helping a listener to give a reliable, consistent and interpretable judgment. He mentions the case of a persistent critic of concert broad-

casts. For many months he registered dissatisfaction with each broadcast until one day he failed to call. When asked about the broadcast he replied that the music had been so good that he had not had time to listen. KESSLER comments that this shows that a listener asked a direct question can be expected to find some definite evidence of acoustic flaws if these are so aggressively unpleasant as to distract his mind from the music, thus consciously or sub-consciously interfering with his enjoyment. If the flaws are not strong enough to override his concentration on the music he will be unaware of their existence, and therefore unable to give information about them.

This conclusion is supported whenever the authors talk with musicians, who are obviously not continually conscious of the acoustic properties of the halls in which they play. When asked about them, musicians generally only comment on the more obvious properties. If pressed for detail they are at a loss, not so much because they may not know the scientific terminology, but because they have been unconcerned about the acoustics, except in a general way. One could fairly say that they listen to the music rather than to the acoustics.

When scientists and musicians discuss acoustics each group uses the same words to convey different ideas or shades of meaning when describing personal reactions. This difference is possibly greatest when discussing acoustics because music is an art and therefore relies on personal and subjective impressions, whereas the scientist tries to replace these with precisely defined and measured physical quantities. The authors have heard music classified by a musician as "vertical" or "horizontal", terms which have completely different meanings for them. One contributor to the Royal Festival Hall Symposium reported that press comments on the acoustics of the hall during its first eighteen months were generally favourable, but included such contradictory words as "warm" and "cold", "dead" and "alive", "rich" and "shrill". This problem was recognised by PARKIN et al. [18] who said "One difficulty with subjective assessments is the use by musicians of a large number of terms, and to bring order into the problem it has been necessary to translate some of their opinions into our own terms". This is necessary in practice as SOMERVILLE and GILFORD [19] have recognised by introducing a glossary of acoustic terms in their recent paper. ECKERSLEY [20] was undoubtedly correct when he said "there is but one calibrating means to judge the suitability of auditoria, and that is the musicians' ear. The true musician is one who, whether trained to observe or not, nevertheless observes the most minute difference in a musical programme. He may not be able to interpret his

satisfactions and dissatisfactions in terms used by technologists, but he can certainly state definitely whether or not the effect gains or loses in consequence of the acoustics of the auditorium and he alone is capable of giving this trustworthy opinion".

The effect of experience and familiarity can probably best be seen in the preferred reverberation times in various countries. BAGENAL and WOOD [21] in England and KNUDSEN and HARRIS [22] in the U.S.A. have derived optimum values which appear to satisfy the needs of the two countries despite the considerable difference between them. Australian audiences are reasonably satisfied with Town Halls in Sydney and Melbourne, halls which have reverberation times higher than either optimum [23]. World famous conductors repeatedly captivate their audiences at concerts in these halls, as programmes must be performed on several consecutive evenings to satisfy the public demand. This difference in general preference can probably be ascribed in part to experience of listening in particular halls. Listeners often have a particular preference for the hall in which they had their early musical experience.

The foregoing picture can be clarified by assuming that there is a large spread of personal acoustic preference, and that any acoustical environment which approaches optimum will be completely overlooked in the appreciation of music or the following of speech. The acoustical designer has the primary responsibility of avoiding defects to the extent that the acoustics will be forgotten and the music and speech followed.

5. Outline of criteria

The criteria for satisfactory acoustics in an auditorium can now be summarised.

The first requirement is sufficient wanted sound. Until the wanted sound is perhaps 10 dB above the noise level with an attentive audience, no other criterion is likely to be important as far as music is concerned. If sound insulation is insufficient at the rear of the seating area then a long reverberation time may assist in building up the sound level to overcome some of the extraneous noise.

The next requirement arises when the sound level is sufficiently great for the listener to be unconscious of the extraneous noise and a certain amount of definition is demanded. This is likely to be the situation in the back part of many halls.

Finally, as a sound level adequate to ensure a reasonable dynamic range is obtained, definition is essential, and this is likely to be the situation in the front part of halls.

The above requirements all depend on reverberation. The first depends on it solely, the others de-

mand an increasing proportion of direct to reverberant sound as one moves from the second to the third requirement. It is therefore insufficient to depend completely on an optimum reverberation time for a hall of given volume; the amount of direct sound that is likely to be received by the listener must also be taken into account. This direct sound is closely related to the shaping of the auditorium surfaces and distribution of absorbent treatments, particularly those around the source of sound; this factor is neglected if attention is confined only to reverberation time. More reverberation is likely to be demanded in any hall in which special efforts are made to have a large volume of direct sound (or presumably the direct sound and the total of echoes arriving in the first 50 ms or thereabouts (HAAS, [8])). The Royal Festival Hall appears to be one example in which this has occurred, as it is generally suggested that more reverberation is desirable.

The spread of reverberation time between various countries would seem to imply that the optimum reverberation time might well be regarded as subject to a ± 25 per cent tolerance. The higher values would be more appropriate to countries like Australia, and lower values to countries like the United States of America. The range for a particular country might be considered as ± 10 per cent. The position in the overall tolerance range would also be affected if deliberate attempts are made to increase the intensity of the direct sound and early echoes. Reduction of reverberation time might be considered if it is known that large orchestras (which produce greater levels of sound) will be the usual performers in the auditorium.

Absorption generally should be concentrated towards the rear of the auditorium to prevent echoes coming from the back wall surfaces. This is beneficial also because the performer prefers increased reverberation to give increased level and the listener prefers slightly less reverberation [24]. It has been found that concave surfaces can cause serious echo concentrations that cannot be overlooked, and that long path lengths can lead to very loud echoes which are also unsatisfactory. Designers must therefore attend to these matters if the obvious consequential defects are to be avoided.

8. Conclusions

Examination of a diversity of experiment, opinions and data show an incomplete state of knowledge of the acoustics required in auditoria. It is fair to say that there is little dissatisfaction with medium size halls, but that in large halls it is difficult to satisfy all shades of opinion irrespective of seating position.

Agreement on the acoustical qualities of particular auditoria is quite frequently not fully achieved, and little better than random selection even when the assessment of several halls is based on recordings of the same music for periods of short duration. To expect any criterion to cover all types of sounds or even all types of music is shown to be unreasonable.

The explanation that best fits all the facts is based on the assumption that the population has a spread of tolerance greater than is commonly accepted, and that the acoustic environment is forgotten (except by critics and broadcasting technicians who are concerned with other standards as well as appreciation of the composer's vision) until it has glaring defects which obtrude into the consciousness.

It is claimed therefore that optima of reverberation time should be taken as having a ± 25 per cent tolerance and that the designer should devote his attention to (i) providing adequate insulation against unwanted sounds, (ii) the correct location and design of acoustic treatment when required, (iii) strengthening the direct component of sound by suitably shaping surfaces near the platform and (iv) eliminating defects such as focussed and long delayed echoes. If this is done the hall will be generally acceptable.

(Received August 11th, 1958.)

References

- [1] SABINE, W. C., Collected papers on acoustics. Harvard Univ. Press 1922.
- [2] MAXFIELD, J. P. and ALBERSHEIM, W. J., An acoustic constant of enclosed spaces correlatable with their apparent liveness. *J. acoust. Soc. Amer.* **19** [1947], 71.
- [3] BOLT, R. H. and ROOP, W. J., Frequency response fluctuations in rooms. *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 280.
- [4] MASON, C. A. and MOIR, J. J., Acoustics of cinema auditoria. *J. Instn. elect. Engrs. (III)* **88** [1941], 183.
- [5] SOMERVILLE, T. and GILFORD, C. L. S., Composite cathode ray oscillograph displays of acoustic phenomena and their interpretation. *B.B.C. Quart.* **7** [1952], 41.
- [6] SOMERVILLE, T. and HEAD, J. W., Empirical acoustic criterion (second paper). *Acustica* **7** [1957], 96.
- [7] BOLT, R. H. and DOAK, P. E., A tentative criterion for the short-term transient response of auditoriums. *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 507.
- [8] HAAS, H., Über den Einfluß eines Einfachechos auf die Hörbarkeit von Sprache. *Acustica* **1** [1951], 49.
- [9] MUNCEY, R. W., NICKSON, A. F. B. and DUBOUT, P., The acceptability of speech and music with a single artificial echo. *Acustica* **3** [1953], 168.
- [10] NICKSON, A. F. B., MUNCEY, R. W. and DUBOUT, P., The acceptability of artificial echoes with reverberant speech and music. *Acustica* **4** [1954], 515.
- [11] Discussion on concert hall acoustics by the Acoustics Group of the London Physical Society. *J. Roy. Inst. Brit. Archit.* **56** [1948], 70.
- [12] ASHBRIDGE, N., Discussion on the acoustical design of broadcasting studios. *J. Instn. elect. Engrs.* **78** [1936], 426.
- [13] PARKIN, P. H., SCHOLES, W. E. and DERBYSHIRE, A. G., The reverberation times of ten British concert halls. *Acustica* **2** [1952], 97.
- [14] Discussion on the musical qualities of the Royal Festival Hall by the Acoustics Group of London Physical Society. *J. Roy. Inst. Brit. Archit.* **59** [1951], 47.
- [15] SOMERVILLE, T., An empirical acoustic criterion. *Acustica* **3** [1953], 365.
- [16] SOMERVILLE, T., Subjective comparison of concert halls. *B.B.C. Quart.* **8** [1953], 125.
- [17] KESSLER, J. A., The role of room acoustics in music listening. Record of 1955 National Convention of the Institute of Radio Engineers, New York.
- [18] PARKIN, P. H., ALLEN, W. A., PURKIS, H. J. and SCHOLES, W. E., The acoustics of the Royal Festival Hall, London. *Acustica* **3** [1953], 1.
- [19] SOMERVILLE, T. and GILFORD, C. L. S., Acoustics of large orchestral studios and concert halls. *J. Instn. elect. Engrs.* **104 B** [1957], 85.
- [20] ECKERSLEY, P. P., Discussion on the acoustical design of broadcasting studios. *J. Instn. elect. Engrs.* **78** [1936], 423.
- [21] BAGENAL, H. and WOOD, A., Planning for good acoustics. Methuen and Co., London 1931.
- [22] KNUDSEN, V. O. and HARRIS, C. M., Acoustical designing in architecture. J. Wiley & Sons, New York 1950.
- [23] NICKSON, A. F. B. and MUNCEY, R. W., Reverberation times of some Australian concert halls. *Austral. J. appl. Sci.* **4** [1953], 186.
- [24] WATSON, F. R., Acoustics of buildings, 3rd ed. J. Wiley & Sons, New York 1947, p. 53.

KINEMATOGRAPHISCHE UNTERSUCHUNG DER EINZELBLASEN-KAVITATION

von J. SCHMID

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Unter Ausnutzung von Trägheitskräften, die beim Abbremsen einer rasch bewegten Flüssigkeitssäule entstehen und erheblichen Unterdruck in der Flüssigkeit zur Folge haben, werden in Wasser reproduzierbare kugelförmige Kavitationsblasen von über 1 cm Durchmesser einzeln hergestellt. Blasenbildung, Implosion und Rückprall sowie außerordentlich starke bei der Implosion abgestrahlte Stoßwellen werden kinematographisch festgehalten. — Bei ähnlichen Versuchen in Glycerin treten Lumineszenzerscheinungen auf.

Summary

By using the inertia forces which are set up by the sudden deceleration of a fast-moving liquid column and produce very low pressures therein, spherical cavitation bubbles of over 1 cm diameter can be reproduced in water. Cinematograph studies are made of the formation, collapse, and rebound of the bubbles, as well as of the very strong shock waves set up by the implosion. Similar experiments give rise to luminescence in glycerine.

Sommaire

On a obtenu d'une manière reproductible des bulles de cavitation sphériques d'un diamètre d'environ 1 cm par arrête subite d'une colonne d'eau ayant une grande vitesse. On a étudié par cinématographie la formation, l'implosion et le rebondissement des bulles de cavitation ainsi que les ondes de choc très fortes, rayonnées à la fin de l'implosion. Dans de semblables recherches avec la glycérine, on a observé des effets de luminescence.

1. Allgemeines über Einzelblasenkavitation

Die vorliegende Arbeit berichtet über Erfahrungen mit einer Apparatur, die die Erzeugung und kinematographische Beobachtung einer einzelnen, annähernd kugelförmigen Kavitationsblase unter theoretisch durchsichtigen Bedingungen ermöglicht.

Man interessiert sich für die Einzelblasen-Kavitation, weil sie eine besonders einfache Form der Kavitation ist und mit erträglichem Aufwand theoretisch beschrieben werden kann. Die Beobachtung (insbesondere auch die optische Beobachtung) der einzelnen Blase kann also zum Prüfstein dienen für die Richtigkeit einer Theorie bzw. für die Berechtigung der dieser Theorie zugrunde gelegten Hypothesen über Kräfte, die die Blasenbewegung bestimmen.

Einzelne Kavitationsblasen (im weiteren Sinn) wurden bereits in früheren Arbeiten kinematographisch untersucht. Die Kavitationsblasen wurden dabei erzeugt durch Strömungen (KNAPP und HOLLANDER [1], [2], HARRISON [3]), Funken und ähnliche elektrische Entladungen (HARRISON [3], MELEN [4]), durch direktes Einleiten von Wasserdampf in Wasser (GÜTH [5]) und durch einen einzelnen Unterdruckimpuls eines fokussierenden Bariumtitanatschwingers (KURTZE [6]). Nachteile des ersten Verfahrens sind: Blasenort und Entstehungszeit kön-

nen nur ungenau vorhergesagt werden; die Blase führt neben der interessierenden Pulsationsbewegung auch eine Translationsbewegung aus; der Druck in der Umgebung der Blase ist nur ungenau bekannt und von der Blasentranslation abhängig. Nachteil des zweiten und dritten Verfahrens: Die Wärmezufuhr sowie der Funke selbst bedingen weitgehend unkontrollierbare Störungen. Nachteil des vierten Verfahrens: Die Schallenergie ist gering; die Blasen werden klein und können nur bei sehr niedrigem hydrostatischem Druck erzeugt werden.

In dieser Arbeit wird die Kavitation nach einem von CHESTERMAN [7] angegebenen, bisher nur wenig beachteten Verfahren angeregt, das, geeignet modifiziert, die reproduzierbare Erzeugung einer Einzelblase unter Vermeidung der aufgezählten Nachteile ermöglicht.

2. Das CHESTERMANsche Verfahren

Beim CHESTERMANschen Verfahren handelt es sich grundsätzlich um folgendes: Ein senkrechtes, unten geschlossenes Rohr, das mit Wasser gefüllt ist, wird aus rascher Aufwärtsbewegung sehr schnell abgebremst. Wegen der Trägheit der Wassersäule entsteht dabei in der Flüssigkeit ein Unterdruckstoß, der seinen größten Wert am unteren Rohrende er-

reicht. Hier wird elektrolytisch ein kleines Wasserstoffbläschen als Keim erzeugt, an dem sich die gewölpnte Kavitationsblase bildet, sobald der Wasserdampfdruck unterschritten wird. Die Flüssigkeit ist sonst sorgfältig entlüftet, von Kavitationskeimen befreit und mit einem Netzmittel versetzt, so daß nirgendwo anders unerwünscht Kavitation auftreten kann.

Die Keimelektrode bildet den wichtigsten Unterschied des in dieser Arbeit benutzten Gerätes gegenüber dem von CHESTERMAN. CHESTERMAN beobachtete (ohne Keimelektrode) im allgemeinen größere Ansammlungen von Blasen, deren unkontrollierbare Wechselwirkung als Unsicherheitsfaktor auftritt.

Für die praktische Anwendung sind zwei Punkte besonders wichtig:

1. Das Maximalvolumen V_0 der Kavitationsblase hängt allein von der kinetischen Energie W_k der Wassersäule unmittelbar vor dem Moment des Abbremsens ab, die bei der Blasenbildung in potentielle Energie $W_p = P V_0$ umgesetzt wird (P Differenz zwischen Atmosphärendruck und Druck in der Blase). Wenn ϱ die Dichte der Flüssigkeit, F der Querschnitt, h die Höhe und v die Geschwindigkeit der Wassersäule ist, wird $W_k = \frac{1}{2} \varrho F h v^2$. Aus $W_p = W_k$ folgt also

$$V_0 = (1/2 P) \varrho F h v^2. \quad (1)$$

Wenn das Blasenvolumen von der sehr schlecht zu kontrollierenden Bremsbeschleunigung abhinge, könnte man schwerlich Reproduzierbarkeit der Messungen erwarten.

2. Das bekannte RAYLEIGHsche Implosionsgesetz [8] gilt nur für Blasen in unbegrenzter Flüssigkeit. Im CHESTERMANschen Gerät dauert die Implosion im allgemeinen länger. Für große Blasen, bei deren Implosion man die kinetische Energie der Radialströmung in unmittelbarer Blasennähe gegen die kinetische Energie der Parallelströmung im Rohr vernachlässigen kann, führen aber auch hier Energieüberlegungen zu einer einfachen Implosionsformel.

Es sei F der Querschnitt, h die Höhe und ϱ die Dichte der Flüssigkeitssäule, P die Differenz zwischen Atmosphärendruck und Druck in der Blase, t die Zeit, V das Momentanvolumen und V_0 das Maximalvolumen der Blase. — Die Flüssigkeit im starr vorausgesetzten Rohr hat die Strömungsgeschwindigkeit \dot{V}/F , also die kinetische Energie $W_k = \frac{1}{2} \varrho F h (\dot{V}/F)^2$, außerdem die potentielle Energie $W_p = P V$. Der Energiesatz verlangt, daß die Abnahme der potentiellen Energie gleich der Zunahme der kinetischen Energie ist, also

$$-\dot{W}_p = \dot{W}_k \quad \text{bzw.} \quad P = -\ddot{V} \varrho h / F.$$

Integration dieser Gleichung unter den Anfangsbedingungen $V = V_0$, $\dot{V} = 0$ zur Zeit $t = 0$ führt zur

Implosionsformel

$$V = - (P F / 2 \varrho h) t^2 + V_0, \quad (2a)$$

aus der man die Zerfallszeit t_0 bestimmt, indem man $V = 0$ setzt,

$$t_0 = \sqrt{2 \varrho h V_0 / P F}. \quad (2b)$$

Es sei ausdrücklich darauf hingewiesen, daß für das Endstadium der Implosion Gl. (2a) nicht gilt, da die Blase klein und also die Ausgangsvoraussetzung verletzt ist. Vielmehr gilt im Grenzfall sehr kleiner Blasen das RAYLEIGHsche Gesetz. Da aber das Implosions-Endstadium sehr rasch durchlaufen wird, trägt es zur Gesamtimplosionsdauer nur wenig bei, und Gl. (2b) bleibt im allgemeinen eine gute Näherung.

3. Apparatur

Aus Gründen, die mit den im folgenden beschriebenen Messungen nichts zu tun haben, erhielt das Flüssigkeitsgefäß statt der einfachen CHESTERMANschen Rohrform die in Bild 1 skizzierte Gestalt. Die Blase entsteht 1 cm unterhalb der Einmündung des vertikalen Rohres in den quaderförmigen Gefäßteil. Das Rohr ist oben durch eine Gummipatte schallweich abgeschlossen. Das Flüssigkeitsgefäß besteht aus Plexiglas; es ist an den Außenseiten teilweise durch Metall versteift. Zur Aufwärtsbeschleunigung dienen vier Schraubenzugfedern. Nach einem „Anlauf“ von einigen Zentimetern wird das Flüssigkeitsgefäß scharf abgebremst; ein mit dem Gefäß verbundener Kegel fängt sich in einem fest montierten Hohlkonus und verhindert ein Zurückprallen.

Mit den Maßen von Bild 1 b und mit Gl. (2b) kann man aus dem Maximalradius a_0 einer Blase die Zerfallszeit t_0 berechnen. In Tabelle I sind einige Werte (und die Vergleichswerte nach RAYLEIGH [8]) zusammengestellt.

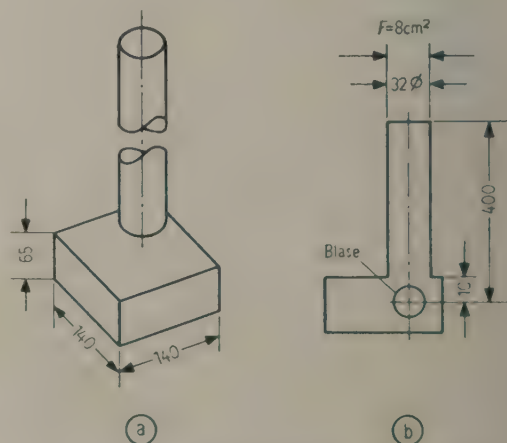


Bild 1. Form des Flüssigkeitsgefäßes. Längenangaben in mm. Die Maße im Teilbild (b) bedeuten Innenmaße.

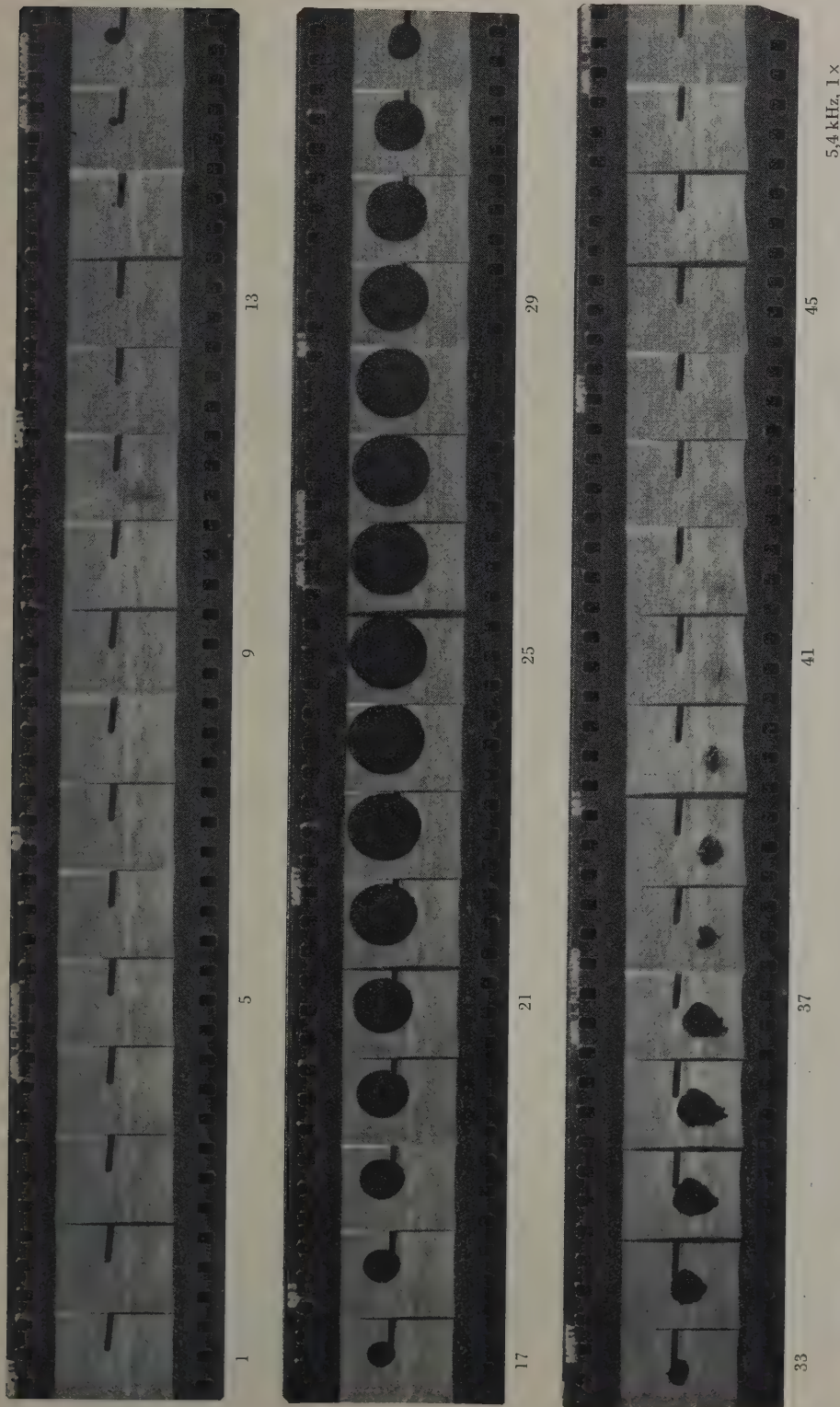
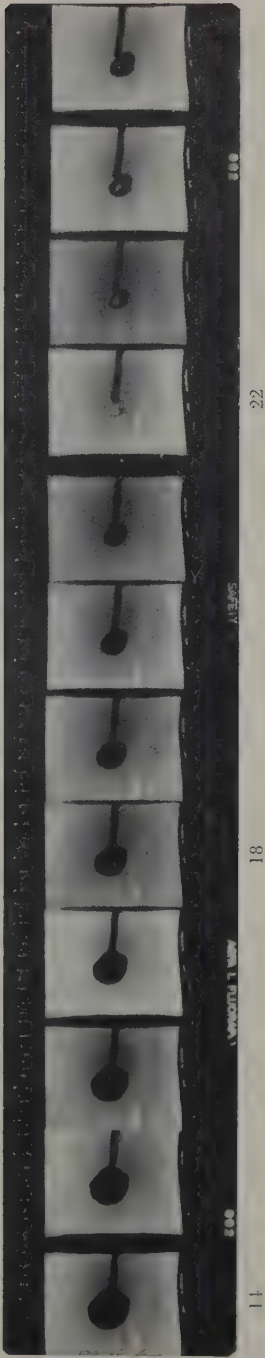
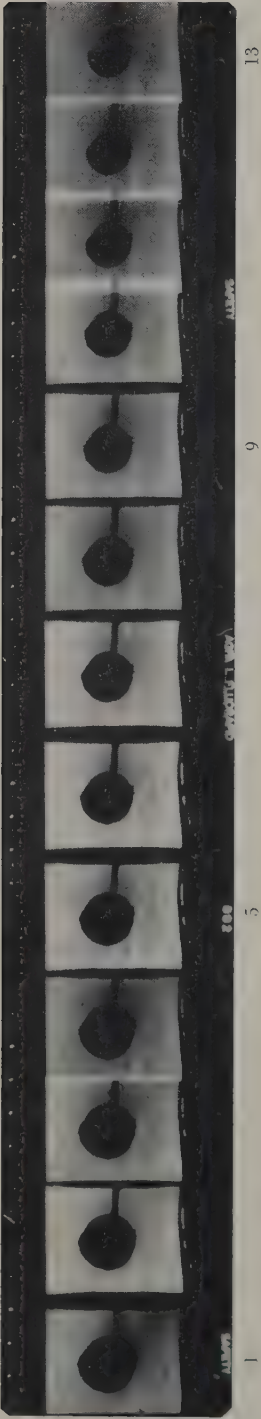
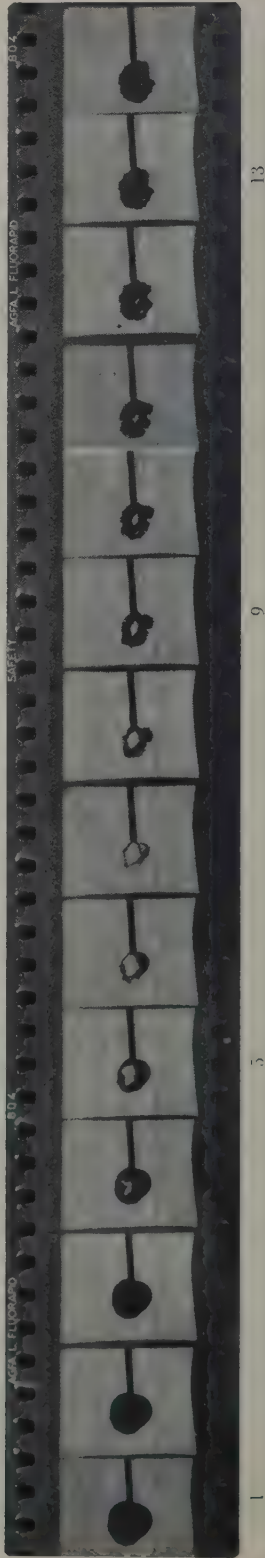


Bild 2. Lebenslauf einer Kavitationsblase. Der Aufprall des Flüssigkeitsgefäßes geschieht zwischen den Aufnahmen 3 und 4; merkliches Wachstum des Keimes beobachtet man jedoch erst in Aufnahme 13, also fast 2 ms später. Die Verzögerung kommt daher, daß die Gefäßwand beim Aufprall zunächst nachgibt, so daß sich der Unterdruckstoß in der Flüssigkeit nicht sofort ausbilden kann. Bei etwas stärker vergrößerten Aufnahmen kann man auch die durch diese Gefäßschwingung bewirkte Strömung der Flüssigkeit an einer Aufwärtsbewegung des Keimes direkt erkennen.



58 kHz, 1 x

Bild 3. Erste Implosion, Stoßwellen, Rückprall.



21 kHz, 1 x

Bild 4. Erste Implosion; Zerplatzen der Blase in Einzelblaschen.

Tabelle I

a_0	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	cm
t_0 gemäß Gl. (2 b)	1,7	2,3	3,0	3,8	4,7	ms
t_0 nach RAYLEIGH	0,37	0,46	0,55	0,64	0,73	ms

Zur kinematographischen Untersuchung der Kavitation wird eine Hochfrequenzkamera benutzt, bei der über einen Drehspiegel auf ruhenden Film photographiert wird. Als intermittierende Lichtquelle dient eine Luftfunkenstrecke, die zur Verkürzung der Entionisationszeit durch eine Lavaldüse mit Preßluft angeblasen wird. Bei einer Schlagweite von der Größenordnung 1 mm können Funkenfolgefrequenzen bis etwa maximal 100 kHz erreicht werden. Die Kamera ist ausführlich von GÜTH [5] beschrieben worden, der sie entwickelt hat. Während GÜTH jedoch bei seinen Untersuchungen mit einer rein mechanischen Steuerung des Beleuchtungsfunkens auskam, wird jetzt eine elektronische Steuerung angewandt, die die Synchronisation zwischen der Kamera und den hier untersuchten einmaligen Vorgängen ermöglicht.

4. Ergebnisse

Die folgenden kinematographischen Abbildungen sind in gewohnter Weise von links nach rechts zu lesen. Bildfolgefrequenz und Bildvergrößerung sind rechts unten angegeben. Alle Aufnahmen sind photographische Positive.

Bild 2 zeigt die gesamte Lebensgeschichte einer Kavitationsblase, wie sie im Stoßgerät erzeugt wird. Die Blase ist in natürlicher Größe (Radius etwa 5,8 mm!) abgebildet.

Wir unterscheiden drei Blasenstadien:

- 1. Wachstumstadium (Aufnahmen 14 bis 25),
- 2. (Erste) Implosion (Aufnahmen 26 bis 32),
- 3. Rückprall, Ausschwingen, Auflösung der Blasenreste (ab Aufnahme 33).

Während ihres Wachsens und während des größten Teils der 1. Implosion hat die Blase eine glatte Kugeloberfläche. Im Implosions-Endstadium jedoch

wird diese Oberfläche instabil: Die Blase „zerplatzt“ in zahlreiche Einzelbläschen, die dann für sich vollends implodieren. Solche Einzelbläschen beobachtet man regelmäßig bei Aufnahmen mit hinreichender Zeitauflösung (Bildfrequenz); vgl. die Bilder 3 und 4. Die Rückprallblase ist ein Konglomerat der zurückprallenden Einzelbläschen, ihre Oberfläche ist deshalb unregelmäßig zerklüftet, ihre Form nicht reproduzierbar (Bilder 2, 3 und 4).

Die Implosion der in Bild 2 gezeigten Blase dauerte etwa 1,2 ms, während man nach Gl. (2 b) eine Implosionszeit $t_0 = 2,8$ ms erwartet. Rechnung und Experiment stimmen hier also nicht miteinander überein. Die Diskrepanz rührt wohl hauptsächlich daher, daß das Kavitationsgefäß nicht, wie in der Rechnung vorausgesetzt wurde, völlig starr ist: Es führt nach dem Aufprall eine Volumschwingung aus, die sich der Blasenpulsation überlagert und das Abweichen von der Theorie bewirkt.

Bild 3 zeigt den Verlauf der ersten Implosion und des ersten Rückpralls bei höherer Zeitauflösung (Bildfolgefrequenz 58 kHz). In Aufnahme 22 erkennt man Stoßwellen, die im Augenblick der völligen Implosion abgestrahlt werden; in Aufnahme 23 sieht man am Gefäßboden reflektierte Stoßwellen das Gesichtsfeld zum zweiten Mal passieren. Diese Bilder, die ohne besondere Schlierenoptik aufgenommen wurden, geben einen unmittelbaren Eindruck von der Stärke der Druckstöße bei Kavitationsvorgängen.

In Bild 5 sind einige Vergrößerungen von Stoßwellenaufnahmen, sämtliche ohne Schlierenoptik aufgenommen, zusammengestellt. Die Stoßwelle e entstand bei der Implosion einer Rückprallblase, entsprechend dem Zeitpunkt zwischen den Aufnahmen 38 und 39 von Bild 2.

Bei Implosionsaufnahmen mit der Bildfolgefrequenz 50 kHz, also dem zeitlichen Bildabstand 20 μ s, werden fast regelmäßig Stoßwellen beobachtet, obgleich sich eine Stoßwelle nur maximal 10 μ s im Gesichtsfeld aufhält. Daraus muß man schließen,

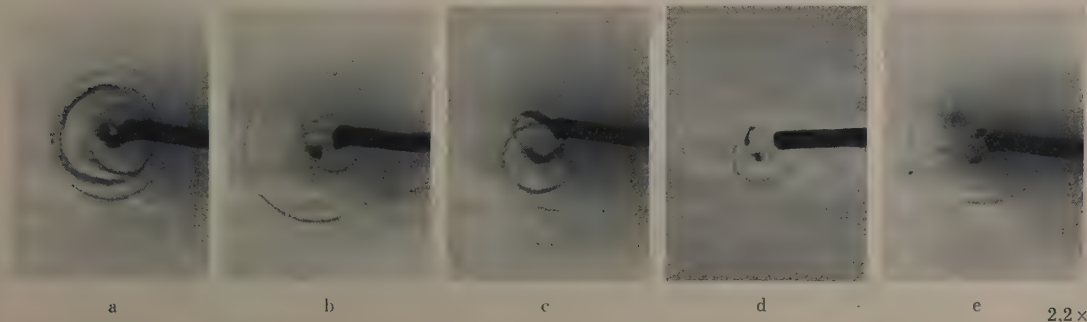


Bild 5. Stoßwellen. Die Stoßwellen a bis d wurden bei der ersten, die Stoßwelle e bei der zweiten Implosion aufgenommen.

daß Stoßwellen während eines ziemlich langen Zeitintervalles (etwa $10 \mu s$) abgestrahlt werden. Ursache sind wohl die zeitlich verschieden erfolgenden Implosionen der Einzelbläschen, in die die Kavitationsblase im Implosions-Endstadium zerfällt.

Mit einigen Vorbehalten kann man aus der Breite der photographierten Stoßwellenbilder (Ringe) Rückschlüsse auf den Druck (bzw. Brechungsindex) in den Stoßwellen ziehen.

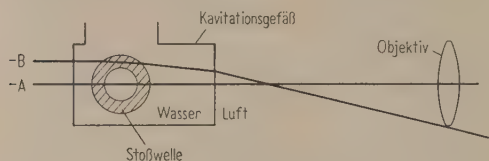


Bild 6. Strahlengang bei Stoßwellenaufnahmen.

Bild 6 zeigt den Strahlengang bei der Aufnahme einer Stoßwelle. Wäre die gezeichnete Stoßwelle nicht da, so träte das gesamte parallel einfallende Licht, das das Kavitationsgefäß durchsetzt, ohne Richtungsänderung das Objektiv der Kamera. Die Stoßwelle, die eine Hohlkugel von erhöhtem Brechungsindex darstellt, lenkt es ab, und zwar um so stärker, je weiter von der Achse A entfernt es einfällt. (Der Achsenstrahl A wird nach wie vor überhaupt nicht abgelenkt.) Ein Strahl, der die Stoßwelle so weit außen, d. h. so flach trifft wie Strahl B, wird so stark abgelenkt, daß er das Objektiv überhaupt nicht mehr erreicht; dasselbe gilt erst recht für Strahlen, die die Stoßwelle noch weiter außen durchsetzen. Auf dem (Negativ)film, der nur von Licht geschwärzt wird, das durch das Objektiv gegangen ist, entsteht also ein ungeschwärzter Ring. Dieser Ring wird um so breiter, je höher der Brechungsindex in der Stoßwelle ist, weil bei hohem Brechungsindex schon relativ achsennahe Strahlen das Objektiv nicht mehr treffen. Man kann die Anordnung auch als Schlierenoptik bezeichnen, bei der die Objektivfassung als Schlierenblende wirkt.

Um zahlenmäßige Ergebnisse zu bekommen, kann man ein rechteckiges Druckprofil der Stoßwelle vor-

aussetzen; theoretischen Überlegungen zufolge bedeutet dieser Ansatz für *starke* Stoßwellen eine gute Näherung. Die vorstehenden qualitativen Überlegungen lassen sich nun durchrechnen. Man findet so Mindestdrucke von einigen hundert Atmosphären in den Stoßwellen und entsprechend höhere Drucke in den Implosionszentren.

Es sei noch erwähnt, daß man in der hier benutzten Apparatur bei Verwendung von Glycerin als Füllflüssigkeit Lumineszenz als Begleiterscheinung der Kavitation beobachten kann. Es ist bekannt, daß Glycerin bei Ultraschallkavitation besonders stark leuchtet. — Bisher ist Lumineszenz nur bei Schwingungskavitation, nie dagegen bei Einzelblasenkavitation, z. B. Strömungskavitation, festgestellt worden. Man nahm deshalb vielfach an, daß der im einzelnen noch nicht geklärte Lumineszenzprozeß irgendwie an einen stationären Schwingungsvorgang gebunden sei („Sono“-lumineszenz).

Die vorliegende Arbeit wurde von Herrn Professor Dr. Dr. E. MEYER angeregt; seine Initiative und Erfahrung kam den Messungen wesentlich zugute. Ich möchte ihm hier gern für sein Interesse danken. Auch den Herren Dr. G. KURTZE, Prof. Dr. K. TAMM und Dipl.-Phys. K. ZIMMERMANN verdanke ich wichtige Hinweise. Beim Aufbau der Apparatur wurden Geräte der Deutschen Forschungsgemeinschaft benutzt, der ich ebenfalls an dieser Stelle danken möchte.

(Eingegangen am 5. Januar 1959.)

Schrifttum

- [1] KNAPP, R. T. und HOLLANDER, A., Transact. ASME **70** [1948], 419.
- [2] PLESSET, M. S., J. appl. Mech. **16** [1949], 277.
- [3] HARRISON, M., J. acoust. Soc. Amer. **24** [1952], 776.
- [4] MELLEN, R. H., J. acoust. Soc. Amer. **28** [1956], 447.
- [5] GÜTH, W., Acustica **4** [1954], 445.
- [6] KURTZE, G., Über die Bedingungen für das Auftreten von Kavitation in Flüssigkeiten. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Klasse [1958], 1.
- [7] CHESTERMAN, W. D., Proc. Phys. Soc. (London) **B 65** [1952], 846.
- [8] LORD RAYLEIGH, Phil. Mag. (6) **34** [1917], 94.

DYNAMIC PROPERTIES OF THE SURFACE TENSION OF WATER AND AQUEOUS SOLUTIONS OF SURFACE ACTIVE AGENTS WITH STANDING CAPILLARY WAVES IN THE FREQUENCY RANGE FROM 10 kc/s TO 1.5 Mc/s

by W. EISENMENGER

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Summary

In the frequency range from 10 kc/s to 1.5 Mc/s standing capillary waves are excited on the plane surface of water and aqueous solutions of surface active substances by means of rheolinear oscillations. Taking the theory of rheolinear oscillations as a basis, a method for measuring a surface viscosity is developed. Measurements are carried out of the capillary wavelength (surface tension) in dependence on the capillary wave amplitude and the exciting frequency, of the relation between exciting amplitude and capillary wave amplitude, and of the absolute value of the exciting amplitude for the onset of capillary waves. The measured value for the surface viscosity of water is by one order of magnitude smaller than a value given in the literature. Another result is, that some aqueous solutions of surface active substances have a noticeably higher surface viscosity. It is further shown, that for water (frequencies about 1 Mc/s) as well as for aqueous solutions of surface active substances (lower frequencies) there exists an increase of the capillary wavelength and thereby also of the temporal mean value of the surface tension with rising capillary wave amplitude.

Sommaire

On produit, dans la gamme de fréquences de 10 kHz à 1,5 MHz, des ondes capillaires stationnaires, par des excitations vibratoires rhéolinéaires sur la surface unie de l'eau et des solutions aqueuses de substances à activité superficielle. Sur la base de la théorie des vibrations rhéolinéaires on développe une méthode de mesures qui permet d'éclaircir expérimentalement la question d'après l'existence d'une viscosité de surface. On poursuit des mesures de longueurs d'ondes capillaires (tension superficielle) en fonction de l'amplitude des ondes capillaires et de la fréquence d'excitation, de la connexion entre l'amplitude d'excitation et l'amplitude des ondes capillaires, et de la valeur absolue de l'amplitude de l'excitation dans la mise en jeu des ondes capillaires. Il apparaît d'après cela que la valeur mesurée pour la viscosité superficielle de l'eau est d'un ordre de grandeur plus petit que la valeur donnée dans les publications. On indique ultérieurement que dans les solutions dans l'eau de substances à activité superficielle apparaît une viscosité superficielle notablement élevée. On montre plus loin, que aussi bien dans l'eau (domaine de fréquence 1 MHz) que dans les solutions dans l'eau de substances à activité superficielle (domaine de fréquence plus bas) il existe une élasticité superficielle, c'est-à-dire un accroissement de la longueur d'onde capillaire ainsi que de la valeur moyenne temporaire de la tension superficielle lorsque l'amplitude des ondes capillaires croît.

Zusammenfassung

Im Frequenzbereich 10 kHz bis 1,5 MHz werden durch rheolineare Schwingungsanregung stehende Kapillarwellen auf der ebenen Oberfläche von Wasser und wässrigen Lösungen oberflächenaktiver Substanzen erzeugt. Auf Grund der Theorie der rheolinearen Schwingungen wird eine Meßmethode entwickelt, die es gestattet, die Frage nach dem Vorhandensein einer Oberflächenviskosität experimentell zu klären. Es werden Messungen der Kapillarwellenlänge (Oberflächenspannung) in Abhängigkeit von der Kapillarwellenamplitude und der Anregungsfrequenz, des Zusammenhangs zwischen Anregungsamplitude und Kapillarwellenamplitude, und des Absolutwertes der Anregungsamplitude bei Kapillarwelleneinsatz durchgeführt. Hierbei zeigt sich, daß der gemessene Wert für die Oberflächenzähigkeit von Wasser um eine Größenordnung kleiner als ein in der Literatur angegebener Wert ist. Ferner ergibt sich, daß bei Lösungen oberflächenaktiver Substanzen in Wasser z. T. eine merklich höhere Oberflächenzähigkeit auftritt. Es wird weiter gezeigt, daß sowohl bei Wasser (Frequenzbereich 1 MHz) als auch bei Lösungen oberflächenaktiver Substanzen in Wasser (niedriger Frequenzbereich) eine Oberflächenelastizität, d. h. ein Anstieg der Kapillarwellenlänge und damit des zeitlichen Mittelwertes der Oberflächenspannung mit wachsender Kapillarwellenamplitude vorhanden ist.

Introduction

The problem of the mechanical properties of the surface of liquids, especially the dynamical behaviour of the surface tension, has recently gained more interest again in connection with investigations on pulsating gas bubbles and oscillation cavitation or shock cavitation in water. Here the publications of E. MEYER and K. TAMM [1], M. L. EXNER and W. HAMPE [2], H. HAESKE [3] (measurements on pulsating bubbles in water), E. MUNDY and W. GÜTH [4], L. BOHN [5] (vibration cavitation), and G. KURTZE [6] (shock cavitation in water) must be mentioned. In these investigations we have to do with finite liquid-gas interfaces (bubbles) the size of which is rapidly changing and therefore a deviation of the surface tension from the static value could be expected. In this sense the dynamical properties of the surface tension can as a matter of principle show up as surface viscosity, elasticity or as relaxation of the surface tension. (The surface viscosity mentioned here does not correspond to the shear viscosity of the surface.) For water two theoretical investigations by A. KLEMM [7], [8] deal with this problem. In the first publication by KLEMM the deviations from the classical theory of the cataphoresis by T. ALTY [9] are treated. Under the presupposition that the surface of gas bubbles consists of a thin layer of highly associated water molecules with essentially increased viscosity (10^4 centipoise), the above-mentioned deviations can partly be explained. From this conception follows a surface viscosity, which causes an additional surface tension being proportional to the dilatational velocity of the surface. In another paper by KLEMM it was therefore proposed to check the influence of this surface viscosity with standing capillary waves at high frequencies. From the result of the first investigation an amplitude-dependent, additional surface damping is calculated, which for high enough frequencies and amplitudes becomes comparable to the normal viscosity damping.

Taking the results of KLEMM into consideration WIEGHARDT [10] could show that a surface viscosity would result also directly in an increase of the amplitude-independent viscosity damping of standing capillary waves.

H. BECKER [11] tried to verify the surface viscosity experimentally. He generated standing capillary waves of low amplitude on water between two vertical edges vibrating at 1000 c/s. No influence of a surface viscosity could be detected. It was also impossible to check the values given by KLEMM for the surface viscosity because of the difficulties connected with the excitation of waves with higher frequencies and amplitudes.

In the work at hand we tried in the beginning to excite capillary waves at high frequencies with a different method. A parametric excitation where capillary waves occur as rheolinear vibrations was found to be suitable up to 1.5 Mc/s. For low frequencies this type of excitation is known as "Faraday crispation" [12], [13]. On the surface of a liquid, which is oscillating as a whole in the vertical direction, capillary or capillary-gravity waves of half the exciting frequency are observed at a critical exciting amplitude.

With the help of the theory of rheolinear capillary wave excitation suitable methods can be found to check experimentally the results of KLEMM and WIEGHARDT and furthermore to investigate other dynamical properties of the surface tension. It is a great advantage of the rheolinear capillary wave excitation that for the determination of the damping of the capillary waves the normal damping can be separated from the amplitude-dependent damping.

1. Theory of excitation and onset amplitude

The equilibrium condition for the free surface of a liquid applied to the case discussed here is according to LAMB [14] given by

$$-\frac{\partial \varphi}{\partial t} - T \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \eta \varrho h \omega_A^2 \cos \omega_A t = 0. \quad (1)$$

φ is the velocity potential with the following relations

$$u = -\partial \varphi / \partial x, \quad v = -\partial \varphi / \partial y, \quad \Delta \varphi = 0.$$

The last expression stands for an incompressible and non-dissipative medium.

x direction of propagation of parallel waves on the surface,

y direction vertical to and positive above the surface,

η capillary wave amplitude with the equilibrium position of the surface as zero level,

ϱ density of the liquid,

t time,

T surface tension,

$T \cdot \partial^2 \eta / \partial x^2$ inside pressure caused by the surface tension and the curvature of the surface,

$h \omega_A^2 \cos \omega_A t$ alternating acceleration caused by the periodic vertical exciting vibration $h(t)$ of the entire surface with the amplitude h ,

$$h(t) = -h \cos \omega_A t,$$

$$\omega_A = 2\pi \nu_A,$$

ν_A exciting frequency.

The constant acceleration by gravity was omitted in eq. (1) since only frequencies above 10 kc/s will be

treated here. (Error in terms of surface tension of water less than 0.1%.)

Since the velocity amplitude of the standing wave in the liquid should decrease with rising negative y , the following start is made

$$\begin{aligned}\varphi &= A \varphi^*(t) e^{ky} \cos kx, \\ \eta &= a \eta^*(t) \cos kx,\end{aligned}\tag{2}$$

where $k = 2 \pi / \lambda$ and λ the capillary wavelength,
 $\varphi^*(t)$ and $\eta^*(t)$ time dependent part of ve-
locity potential and capil-
lary wave amplitude,

A constant,
 a maximal capillary wave amplitude.

At the surface also the expression

$$\partial \eta / \partial t = v = - \partial \varphi / \partial t \tag{3}$$

is valid. Combining eq. (2) and (3) with (1) we obtain after some transformations

$$\frac{\partial^2 \eta^*(t)}{\partial t^2} + \eta^*(t) \left(k^3 \frac{T}{\rho} + h k \omega_A^2 \cos \omega_A t \right) = 0. \tag{4}$$

Only the time-dependent part of the capillary wave amplitude is contained as unknown quantity in this equation. Further

$$a = A k / \omega_k, \quad k^3 T / \rho = \omega_k^2, \quad \omega_k = 2 \pi \nu_k$$

with ν_k capillary wave frequency.

This equation is, because of the periodic component in the factor $\eta^*(t)$, a Mathieu differential equation.

The above derivation is rather simplified. If also the influence of the viscosity is considered, a rotatory potential has to be introduced and the conditional equation for the surface has to be extended to viscosity forces. This deduction was made by LAMB [14] l. c. for normal capillary waves, i. e. without rheolinear excitation. For low capillary wave amplitudes

$$\beta = 2 \mu k^2 / \rho, \quad \mu \text{ viscosity} \tag{5}$$

results for the viscosity damping.

Introducing this damping formally into eq. (4) we obtain

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \eta^*(t)}{\partial t^2} + 2 \beta \frac{\partial \eta^*(t)}{\partial t} + \\ + \eta^*(t) (\omega_k^2 + h k \omega_A^2 \cos \omega_A t) = 0.\end{aligned}\tag{6}$$

The range of validity of this expression can be tested with the help of LAMB's derivation. It results that no important deviations are to be expected for frequencies up to 1 Mc/s. In order to transform eq. (6) into the general expression for a Mathieu differential equation (see C. H. HAYASHI [15], p. 4) we take

$$\eta^*(t) = e^{-2 \beta \tau / \omega_A} M(\tau) \text{ with } \omega_A t = 2 \pi \tau \tag{7}$$

whence we obtain

$$\ddot{M}(\tau) + M(\tau) (m + 16 q \cos 2 \tau) = 0 \tag{8}$$

with
$$m = \frac{4}{\omega_A^2} (\omega_k^2 - \beta^2) \text{ and } q = \frac{1}{4} h k.$$

The solution of this equation is

$$M(\tau) = e^{\gamma \tau} \Phi(\tau) \tag{9}$$

where γ can be negative as well as positive, corresponding to a stable or unstable solution. There are diagrams of stability for the delimitation of these ranges of solution (see [15], p. 8 and 9). For the different ranges we have $\omega_k = n \omega_A / 2$, $n = 1, 2, 3, \dots$. It is very improbable, that for capillary waves on plane surfaces other ranges than $n = 1$ have to be considered, since on the one hand the excitation amplitude necessary to overcome a certain damping increases with n and on the other hand the damping itself also increases, since higher frequencies correspond to the other ranges of instability.

From eqs. (7) and (8) the solution for the time-dependent component of the capillary wave amplitude within the first range of instability can be derived

$$\eta^*(t) = e^{-\frac{\omega_A t}{2 \pi} \left(\gamma - \frac{2 \beta}{\omega_A} \right)} \Phi(\tau); \tag{10}$$

where, according to C. H. HAYASHI (l. c., p. 7 and 8),

$$\begin{aligned}\Phi(\tau) &= \sin(\tau - \sigma) + a_3 \cos(3 \tau - \sigma) + \\ &\quad + b_3 \sin(3 \tau - \sigma) + \dots, \\ a_3 &= 3 q^2 \sin 2 \sigma + 3 q^3 \sin 4 \sigma + \dots, \\ b_3 &= q + q^2 \cos 2 \sigma + q^3 \left(-\frac{14}{3} + 5 \cos 4 \sigma \right) + \dots, \\ \gamma &= 4 q \sin 2 \sigma - 12 q^3 \sin 2 \sigma + \dots, \\ m &= 1 + 8 q \cos 2 \sigma - q^2 (16 - 8 \cos 4 \sigma) + \dots\end{aligned}$$

From eq. (10) follows as condition for the excitation

$$\gamma \geq 2 \beta / \omega_A. \tag{11}$$

The angle σ determines the phase between capillary wave oscillation and excitation. Because of the instability the oscillation is occurring at a maximal value of γ , demanding $\sigma = \pi / 4$ and

$$\gamma = 4 q - 12 q^3 + \dots$$

For small values of q , q^3 can be neglected, so that the condition for the onset of capillary waves eq. (11) is now given by

$$4 q = 2 \beta / \omega_A \tag{12}$$

and according to eqs. (8) and (5)

$$h_0 = 2 \frac{\beta}{\omega_A k} = 2 \frac{\mu}{\rho} \sqrt{\frac{\rho}{T \omega_k}}, \tag{13}$$

where h_0 is the onset amplitude. Corresponding results for the onset amplitude at very low frequencies (capillary gravity waves) were obtained by V. I.

SOROKIN [16] in a recently published paper. Calculating q for water at a capillary wave frequency of $\nu_k = 1$ Mc/s we obtain $q = 0.1$, which shows that even for these rather high frequencies q^3 can be neglected. For the same reason the term $a_3 \cos(3\tau - \sigma)$ in $\Phi(\tau)$ can be dropped, while $b_3 \sin(3\tau - \sigma)$ amounts to 10% of $\Phi(\tau)$. But also this term will not be taken into consideration.

From eq. (10) together with the eqs. (7), (8), (12), and (2) we obtain the solution for standing capillary waves

$$\eta = a e^{\left(\frac{k \omega_A}{2} h - \beta\right)t} \sin\left(\frac{\omega_A}{2} t - \frac{\pi}{4}\right) \cos kx. \quad (14)$$

Whence follows, that in the first range of instability the capillary wave frequency ν_k is half the exciting frequency ν_A and that the onset-amplitude h_e is a simple measure for the damping β for small capillary wave amplitudes. The temporal correlation between the phase of the capillary wave and the phase of the exciting oscillation is displayed in Fig. 1.

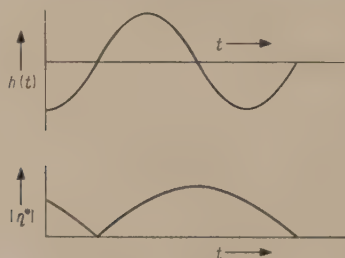


Fig. 1. Time-dependent relation between capillary wave amplitude and exciting vibration.

2. Stabilization of the capillary wave amplitude by amplitude dependent surface damping

As is shown by eq. (14) the capillary wave amplitude will increase exponentially with time as soon as $k \omega_A h/2 > \beta$ is fulfilled, i. e. the effective exciting amplitude h exceeds the critical exciting amplitude h_e . However the experiment shows that also in this case after a finite period of time a finite value of the amplitude occurs. Therefore a unique relation between exciting amplitude and limiting, absolute amount of the capillary wave amplitude is also given for $h > h_e$ (see Fig. 11). This relation is of the form

$$\frac{h - h_e}{h_e} = C \frac{a^2}{\lambda^2} \quad (15)$$

the experimental validity being restricted to values of $a \leq 0.12 \lambda$. C is constant; given in the first instance only for one frequency, temperature and certain liquids.

Eq. (15) can easily be explained by introducing an amplitude dependent additional term for β in the

exponent of eq. (14), so that

$$\beta = \beta_0 \left(1 + C \frac{a^2}{\lambda^2}\right). \quad (16)$$

If the capillary wave amplitude a is to be constant the exponent in eq. (14) has to vanish, i. e.

$$\frac{k \omega_A}{2} h - \beta = 0. \quad (17)$$

Introducing eq. (16) in eq. (17) and taking into account that $k \omega_A h_e/2 = \beta_0$ — the point of onset is not effected by the additional term, since a is negligibly small at the point of onset — we obtain again eq. (15).

In the work of KLEMM [8] a quadratic damping term is found which corresponds to the quadratic term in eq. (16).

The basic conception of the work cited is, as mentioned above, that there exists a thin but highly viscous layer at the surface of water, which can be visualized as a viscous film. If this film is stretched an additional tension results:

$$\alpha = e \frac{\partial v_T}{\partial s} \text{ dyn/cm; or } \alpha = e \operatorname{div} v_T, \quad (18)$$

e being the surface viscosity. According to KLEMM's calculation $e = 1.1 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm for water.

$\partial v_T / \partial s$ represents the rate of relative increase of the surface area. ∂v_T is the difference of the tangential velocity at the surface on the element of a line ∂s .

For the calculations of the surface damping of capillary waves only the forces are considered which occur within the very surface layer, but not those forces investigated by WIEGHARDT, which are caused by friction between the surface layer and the rest of the liquid. Furthermore an additional term for the surface tension is introduced to cover also relaxational phenomena.

For the surface damping KLEMM found the expression

$$\beta_T = \frac{\pi^2}{4} \frac{e'}{e} k^3 \frac{a^2}{\lambda^2}. \quad (19)$$

e' is an additive composition of e and the possible, but not numerically given, relaxational term.

Eq. (19) represents an additional damping, as it was used together with the normal damping of capillary waves in eq. (16). Whence follows

$$\beta = \beta_0 \left(1 + \frac{\beta_T}{\beta_0}\right)$$

and with eq. (5)

$$\beta = 2 \frac{\mu}{e} k^2 \left(1 + \frac{\pi^2}{8} \frac{e'}{\mu} k \frac{a^2}{\lambda^2}\right). \quad (20)$$

The constant C from eqs. (15) and (16) increases with decreasing wavelength for constant e' , or — in

other words — the relative increase of h compared with h_0 increases with increasing frequency and constant a/λ . According to eq. (15) the constant $C = \frac{\pi^2}{8} \frac{e'}{\mu} k$ could be determined by suitable measurements at relatively low frequencies. However, at first one has to examine whether quadratic damping terms could be caused by reasons other than the surface damping. In this connection it suggests itself to investigate the amplitude dependence of the normal viscosity damping. Only the results of rather extensive calculations will be given here (see [17]). Instead of eq. (20) the following relation is found:

$$\beta = 2 \frac{\mu}{\rho} k^2 \left[1 + \pi^2 \left(B + \frac{1}{8} \frac{e'}{\mu} k \right) \frac{a^2}{\lambda^2} \right]. \quad (21)$$

In two different ways of approximation B was found to be 1 or 1.5 resp. independent of wavelength or other parameters. Whence we have for C from eq. (15)

$$C = \pi^2 \left(B + \frac{1}{8} \frac{e'}{\mu} k \right). \quad (22)$$

This means that for $e' = 0$, C is a constant independent of frequency. On the other hand a surface viscosity $e' \neq 0$ will only be noticeable at sufficiently high frequencies or small wavelengths. As a condition for the experimental verification a doubling of C might be assumed. Then we have for water (with $e' = 1.1 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm and $B = 1$)

$$\frac{1}{8} \frac{e'}{\mu} k = 1 \quad \text{and} \quad \lambda = \frac{\pi e'}{4 \mu} = 8.6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}.$$

This wavelength corresponds to a capillary wave frequency of about 30 kc/s and consequently an excitation frequency of 60 kc/s. Since the frequency dependence of C is an essential characteristic for the occurrence of surface viscosity, C , i. e. λ , a , and $(h - h_0)/h_0$ must be measured over a sufficiently large frequency range.

3. Deviations from the normal viscosity damping for capillary waves of low amplitudes caused by the surface viscosity

It is shown in WIEGHARDT's work [10], that also for low amplitudes the normal viscosity damping is influenced by the surface viscosity. In the mathematical formulation the shear forces in the boundary between liquid and viscous surface are taken into account. WIEGHARDT found out that the normal viscosity damping calculated with the help of KLEMM's value for the surface viscosity of water $e' = 1.1 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm exceeds the value $\beta_0 = 2 k^2 \mu / \rho$ by 27% within the range of wavelengths from $\lambda = 0.01$ to 0.03 cm. This result is of great importance for the

work in hand. The above range of wavelengths corresponds to frequencies $\nu_k = 5$ to 20 kc/s and $\nu_A = 10$ to 40 kc/s resp. Thus another possibility for investigating the existence of the surface viscosity is given by the experimental determination of h_0 (absolute), i. e. β_0 over a larger frequency range.

4. Experimental set-up

4.1. Exciting systems for capillary waves

4.1.1. Frequency range $\nu_A = 20$ to 200 kc/s

From eq. (13) and the respective data for water an amplitude of the order of 10^{-4} cm is calculated for the excitation of capillary waves in the frequency range $\nu_A = 20$ to 200 kc/s. Such ultrasonic amplitudes are without major difficulties generated by $\lambda/2$ -Mason horns together with $\lambda/2$ -bariumtitanate-cylinders. In Fig. 2 five different arrangements with resonance frequencies at 15, 20, 40, 90, and 180 kc/s are displayed. The velocity transformation factor was 2.5 in $\lambda/2$ -resonance with a ratio of diameters of 10 to 4 mm.



Fig. 2. Excitation systems for the frequency range $\nu_A = 15$ to 200 kc/s.

Each Mason horn was at its upper end provided with three channels of 4 mm length with the following cross-sections (see also Fig. 3):

15 and 20 kc/s		40 kc/s	
0.4 mm	× 0.4 mm	0.35 mm	× 0.35 mm
0.35 mm	× 0.35 mm	0.3 mm	× 0.3 mm
0.3 mm	× 0.3 mm	0.25 mm	× 0.25 mm
90 kc/s		180 kc/s	
0.3 mm	× 0.3 mm	0.25 mm	× 0.25 mm
0.25 mm	× 0.25 mm	0.2 mm	× 0.2 mm
0.2 mm	× 0.2 mm	0.15 mm	× 0.15 mm

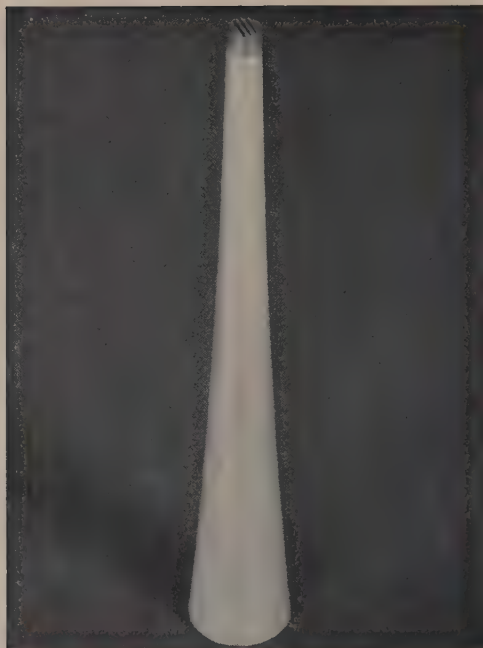


Fig. 3. Mason horn with channels.

Depth and width of the channels were always larger than the capillary wavelength occurring. After silver plating the upper ends of the Mason horns they were furnished with an adhesive layer of platinum black.

For the excitation of capillary waves the test liquid is brought into the different channels on the top of the Mason horn with the help of a thin glass tube. When the exciting amplitude h is increased to the critical value standing waves occur in the longitudinal direction of the channel. It is an advantage of the channel that waves only occur in one propagation direction, which is in contrast to the observation of crossed wave fields on liquid surfaces, the dimensions of which are very large compared to the

wavelength. Furthermore it was observed that in the second case, as a consequence of the continuous current caused by the radiation pressure, a very unsteady picture was obtained. The measurement of capillary wave amplitude and wavelength is thereby aggravated. These difficulties are prevented if channels are used. However the question arises whether the width of the channels — the depth must always be greater than the wavelength — has any noticeable influence on the measurements. It was therefore necessary to make control measurements with different channel dimensions.

4.1.2. Frequency range $\nu_A = 400$ kc/s to 3 Mc/s

Since for the frequency range from 400 kc/s to 3 Mc/s the dimensions of the Mason horns and the bariumtitanate cylinders become too small due to the condition that the diameter should be small compared to $\lambda/2$, the arrangement displayed in Fig. 4 was used. The apparatus consists of a conical vessel. Bariumtitanate calottes with different resonance frequencies can be inserted into the bottom of the vessel. On the upper side the vessel is closed with a thin, platinized copper foil (thickness 10 to 60 μ). The foil can also be substituted by a thin glass plate (cover glass of 100 μ thickness). To prevent cavitation the container is filled bubble-free with degassed, distilled water containing a small amount of wetting agent.

For the excitation of capillary waves a small liquid droplet is brought into the centre of the copper foil or the cover glass resp. Crossed capillary waves occur on the surface of the droplet at a certain exciting amplitude. Unfortunately it was impossible to arrange suitable channels on the copper foil or the cover glass since the proper dimensions are, according to the small wavelength, too small to be manufactured with accuracy. In spite of the difficulties discussed above, wavelength, capillary wave amplitude and critical exciting amplitude could be measured, although partly with greater error.

In the lower frequency ranges the bariumtitanate tubes were driven with a 15 W-power amplifier (10 to 800 kc/s) which in turn was driven by a Heathkit RC-generator of relatively high frequency constancy. The accurate frequency measurements were made with the help of an electronic counter with quartz-controlled time base.

For the higher frequencies the bariumtitanate calottes were driven from a 200 W-power amplifier (100 kc/s to 3 Mc/s) together with a precision oscillator of Rohde and Schwarz. Both power amplifiers and the electronic counter were developed and manufactured in the III. Physikalisches Institut.

Fig. 4. Excitation system for the frequency range $\nu_A = 400$ kc/s to 3 Mc/s.

4.2. Arrangement for the absolute and relative measurement of the exciting amplitude

The exciting amplitude was measured at the top of the Mason horns as well as in the centre of the copper foil (exciting system for high frequencies) with a capacitive probe of 2 mm diameter according to the principle of the condenser microphone. The arrangement of the Mason horns is shown in Fig. 5. The frequency independent output voltage of the probe is relatively high because of the high ultrasonic amplitudes (50 mV to 5 V for amplitudes ranging from 10^{-5} to 10^{-3} cm; probe distance 0.5 mm and bias voltage 250 V). Certain difficulties are caused by the small capacity of the probe of about 0.01 to 0.1 μF , which demands a preamplifier with very high input resistance.

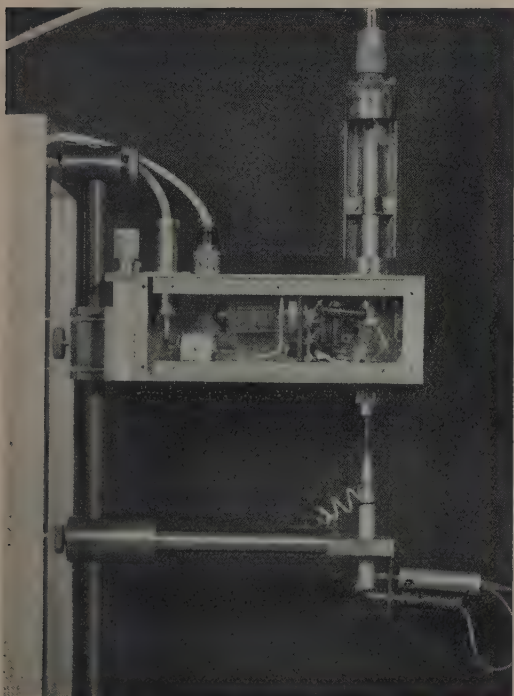


Fig. 5. Probe and preamplifier for measurements of the displacement of the Mason horn top surface.

An often used circuit mainly consisting of two cathode followers connected in series was used.

Since absolute measurements had to be carried out the probe was made to resemble a glass Mason horn. The excitation was made with a bariumtitanate cylinder at 27 kc/s (Fig. 5 top, right side). Glass was chosen because of its low mechanical loss and sufficient electric insulation properties. There should not be any electrical cross-talk from the exciting voltage of the ceramic cylinder to the electrical probe input. The electrode at the top at the probe

and the leads to the node of vibrations of the glass Mason horn were made of backed silver.

A small mark was applied to the top of the horn for microscopic measurements of the amplitude.

The absolute amount of the exciting amplitude follows from the ratio of open-circuit voltages of the probe for mutual vibration of exciting system and probe multiplied by the probe amplitude as determined by optical means.

4.3. Measurement of the capillary wavelength

Standing capillary waves can for maximal amplitude be looked at like a series of cylindrical mirrors. For vertical incidence of light sharp focal lines with a distance of $\lambda/2$ are obtained (see Fig. 7 b, c). The focal lines can be observed and photographed under the microscope. Because of their sharpness they are well suited for the determination of the wavelength. The direction of incidence of the light is inclined within the plane orthogonal to the direction of propagation of the waves. The microscope is inclined by the same angle. As a source of parallel light an arc-lamp at some distance is used.

To prevent errors caused by displacements of the photosensitive layer an object micrometer scale (2 mm calibrated in $200 \times 10 \mu$) was photographically added to the picture of the focal lines for more accurate evaluation. The inaccuracy of the scale was 0.15% over the whole length of 2 mm and the overall error in the determination of the wavelength including the readings was about 0.5%.

For high exciting frequencies pictures were taken with vertical microscope and oblique incidence of the light. As mentioned above an unsteady field of crossed standing waves is observed, but with the help of a flash-light (flash duration 1/500 to 1/1000 s) good, evaluable pictures were obtained.

4.4. Measurement of the capillary wave amplitude

The capillary wavelength is too small to allow scanning of the amplitude with electrostatic or ohmic probes. Therefore an optical method was used, which is very similar to the method of E. MEYER [18] for amplitude measurements on phonograph records with a light band. The capillary waves are observed from above with a microscope of sufficient aperture (see Fig. 6). When a parallel light beam is incident at the angle α on the surface, light can come into the microscope only if the maximal gradient of the waves reaches at least the value $\delta = \alpha/2$. Whence the ratio of capillary wave amplitude a and wavelength λ , occurring in eq. (15), can be calculated. It follows that

$$\frac{a}{\lambda} = \frac{1}{2\pi} \tan \frac{\alpha}{2} \quad (23)$$

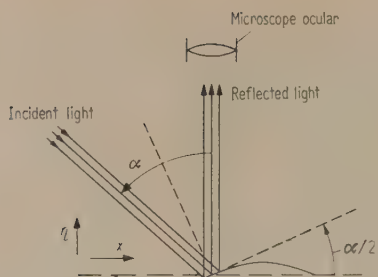


Fig. 6. Optical measurement of the capillary wave amplitude.

5. Results

5.1. Distilled water

5.1.1. Capillary wavelength

As a first measurement with distilled water the wavelength was determined, allowing together with the relation $T k^3/\rho = \omega_k^2$ (see eq. (4)) for the calculation of the effective surface tension. For an example of such measurements see Fig. 7 a–e. In Fig. 7 a also a side view of capillary waves at $\nu_A = 20$ kc/s is shown. It is obvious that in agreement with our assumptions the waves are sinusoidal even for great amplitudes.

Into the resulting surface tension the threefold inaccuracy of 0.5% of the determination of the wavelength enters (frequency drift is negligible); deviations of the surface tension due to measuring error can therefore amount to 1.5%. Greater deviations can, however, be caused by contamination of the surface of the Mason horn. This can be prevented by careful cleaning with absolute alcohol and by repeated renewal of the filling capillary. Normal distilled water proved to be sufficient. Given in Fig. 8 is the wavelength in dependence on the capillary wave frequency and the exciting frequency resp. (mean values from 10 measurements each). For frequencies ν_A above 200 kc/s (see Fig. 7 d + e) the observed wavelength of the crossed wave λ_+ was recalculated into the normal wavelength with $2\lambda^2 = \lambda_+^2$. In the range of the lower frequencies measurements were made with different channel widths. But there was no influence on the wavelength within the accuracy of measurement. It was also tested whether a dependence on the capillary wave amplitude could be observed. This was done by measuring in the vicinity of the onset amplitude $a \leq 0.01 \lambda$ and at $a = 0.12 \lambda$. For low frequencies no influence was observed, but a distinct influence of the capillary wave amplitude on the wavelength was found at an exciting frequency of 1 Mc/s. This deviation can more clearly be seen from Fig. 9. Here the surface tension calculated from the wave-

length is plotted against frequency. For $\nu_A = 1$ Mc/s and great amplitudes the deviation of the surface tension amounts to 7%. At 3 Mc/s amplitude and wavelength could not uniquely be correlated. The

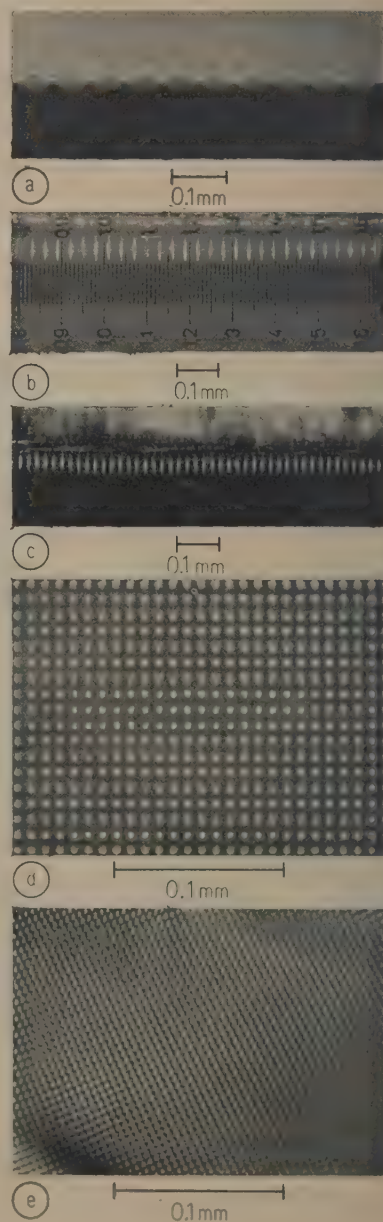


Fig. 7. (a) – (c) Examples of the measured capillary wavelength in the lower frequency range;
(a): $\nu_k = 12$ kc/s, magnification 125,
(b): $\nu_k = 48$ kc/s, magnification 100,
(c): $\nu_k = 89$ kc/s, magnification 100.
(d), (e) Examples of crossed capillary waves in the higher frequency range;
(d): $\nu_k = 500$ kc/s, magnification 400,
(e): $\nu_k = 1.5$ Mc/s, magnification 400.

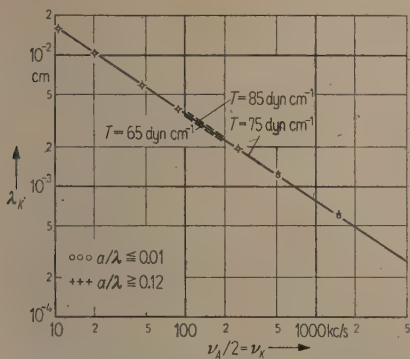


Fig. 8. Dependence of the capillary wavelength on the exciting frequency in water.

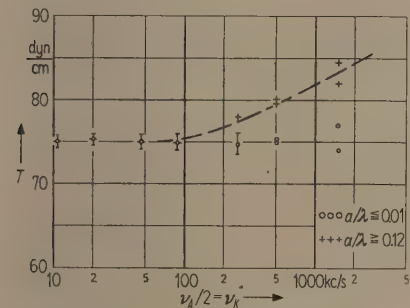


Fig. 9. Dependence of the surface tension on frequency and amplitude in water.

spread amounts to +12% of the mean value of the surface tension at low frequencies.

Furthermore the measured mean value of the surface tension (75 dyn/cm) for small capillary wave amplitudes is higher than the static value generally given in the tables (73 cm/dyn) at the same temperature. The deviation being only +2.5% no special attention was paid to this fact. It might, however, be mentioned that as results of measurements of the surface tension with the capillary wave method (edge vibration at low frequencies) higher values, corresponding to our results, are generally reported. This is in contrast to the results of the most accurate measurements with static methods.

It might be mentioned here that the capillary waves give rise to the onset of ultrasonic fog if the exciting amplitude is increased to about four times of h_e .

5.1.2. Onset amplitude

The results of the absolute measurements of the onset amplitude for distilled water are given in Fig. 10 for the whole frequency range. Also entered for comparison is the theoretical onset amplitude (eq. (13)) for $\beta = 2 k^2 \mu / \rho$ calculated for a surface tension of 75 dyn/cm. The accuracy of measurement

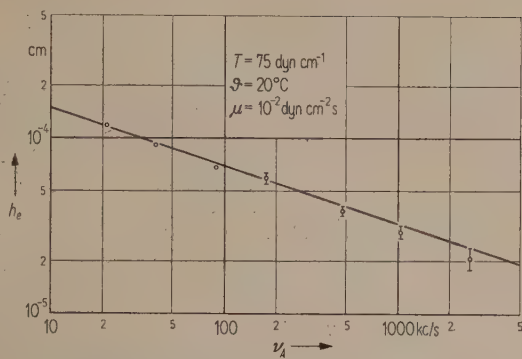


Fig. 10. Dependence of the onset amplitude on the exciting frequency in water.

decreases with increasing frequency. This is a consequence of rising experimental difficulties. For high frequencies the resulting values are too small. This is probably due to the fact that the diameter of the probe was no longer small compared to the dimensions of the ultrasonic focal point on the copper foil. In measurements with Mason horns this error is not to be found because of the pistonlike oscillation of the surface. The damping, being a function of the viscosity, is very much affected by temperature. All results were therefore referred to 20°C. Obviously the measured onset amplitude is in good agreement with the calculated one. We can therefore conclude that the damping of capillary waves of small amplitudes amounts to $\beta = 2 k^2 \mu / \rho$ also for high frequencies. There is no difference in β between crossed and normal standing waves.

It is furthermore found, that there is no increase in the damping and consequently also in the onset amplitude at lower frequencies $\nu_A = 10$ to 40 kc/s. The results of WIEGHARDT's investigation are, with respect to water, not confirmed. The measuring inaccuracy of $\pm 2\%$ is much smaller than the expected increase of β by +27% at the optimal frequency of $\nu_A = 20$ kc/s.

5.1.3. Dependence of the capillary wave amplitude on the exciting amplitude

Investigating the relations between capillary wave amplitude and exciting amplitude (eq. (15)), in the beginning measurements were made at 40 kc/s exciting frequency in the range of amplitudes $a = 0$ to 0.12λ (see Fig. 11). The expression $(h - h_e) / h_e$ can be determined by relative measurements of the exciting amplitude. a / λ is measured with the optical method described above. C is found to be 18.7. The curve is drawn as calculated from eq. (15) with this value for C .

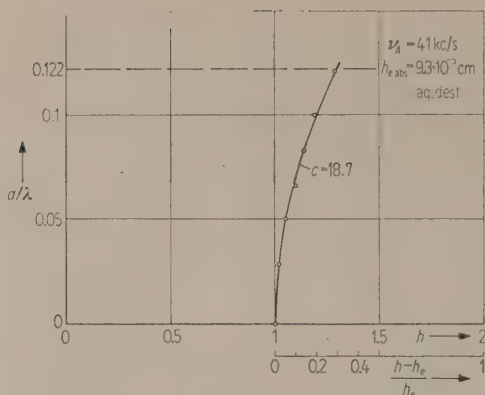


Fig. 11. Dependence of the capillary wave amplitude on the exciting amplitude.

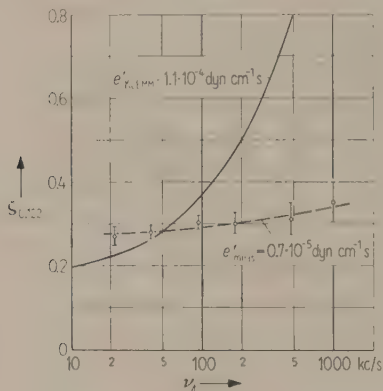


Fig. 12. Frequency dependence of $\zeta_{0.122}$ in water.

The points are mean values from 10 measurements each. The abscissa of the diagram was normalized to $h_e = 1$. Of course, the absolute value of h_e discussed earlier in this paper can be introduced here. Because of the good agreement with eq. (15) only $(h - h_e)/h_e$ was therefore determined for the calculation of C for a certain a/λ . The angle of incidence (eq. (23)) was 75° . Whence follows $a/\lambda = 0.122$. In short we take $(h - h_e)/h_e = \zeta_{0.122}$, instead of $C \zeta_{0.122}$ in the rest of the paper. From eq. (15) follows

$$\zeta_{0.122} = C \cdot 0.015. \quad (24)$$

Starting at $\nu_A = 20$ kc/s, $\zeta_{0.122}$ was determined over the whole frequency range (see Fig. 12). The experimental values are always means of 20 single measurements. For frequencies exceeding 100 kc/s the accuracy is less than for low frequencies. Theoretically there is no difference of C for crossed capillary waves compared to the normal capillary waves. The change of $\zeta_{0.122}$ and therefore also of C is very small over the whole range. Since according to eq. (22) the surface damping C should rise with decreasing capillary wavelength (compare the theo-

retical curve for $\zeta_{0.122}$ with $e' = 1.1 \cdot 10^{-4}$ dyns/cm in Fig. 12) it must be concluded from the results, that there is no surface viscosity in water within the order of magnitude predicted by KLEMM. This result is in agreement with the results obtained from the measurement of the onset amplitude. As is seen from Fig. 12 the lowest value of $\zeta_{0.122}$ is 0.275. Whence follows $C = 18.35$. The results of the calculation (eqs. (21) and (22)) yield $C = \pi^2 = 9.88$ for $B = 1$, and $C' = 1.5 \pi^2 = 14.8$ for $B = 1.5$ resp. In the first case the measured value is twice as high and in the second case about one quarter higher than the calculated one for the case of no surface viscosity.

From the small frequency dependence of the measured $\zeta_{0.122}$ the amount of the surface viscosity can be estimated. Applying eqs. (15), (22), and (24) to two frequencies ν_I and ν_{II} we obtain by subtraction

$$\zeta_{0.122,II} - \zeta_{0.122,I} = \frac{\pi^2}{8} \frac{e'}{\mu} (k_{II} - k_I) 0.015. \quad (25)$$

It has been assumed that e' is the same for both frequencies. Referring to the dotted line in Fig. 12 we obtain $e' = 0.7 \cdot 10^{-5}$ dyn s/cm $\pm 0.3 \cdot 10^{-5}$ dyn s/cm in contrast to $e' = 1.1 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm as given by KLEMM.

5.2. Aqueous solutions of surface active substances

The above results show that a viscous surface layer, as assumed by KLEMM with a thickness of 50 Å and a viscosity of 10^4 centipoise, seems at least in water to be non existent. This suggests checking the method of measurement by applying it to a liquid with such an artificially produced surface layer. For example a thin oil film could be brought onto the water surface. The measuring set-up with the small channels on the Mason horns makes proper experimental conditions hard to obtain. Instead aqueous solutions of surface active substances were used. It is generally known that in solutions of such substances the dissolved molecules gather at the surface, forming a layer of nearly parallel molecules with the hydrophilic end directed into the water and the hydrophobic one to the air. Depending on the size of the molecules layer thicknesses of about 100 Å are obtained. It might also be assumed that in correspondence to the high viscosity of the undissolved agent the viscosity of the surface layer far exceeds the viscosity of water or the solution resp.

The surface tension, $\zeta_{0.122}$ and onset amplitude of solutions of three substances were measured at $\nu_A \approx 20, 40$, and 90 kc/s over a wide range of concentrations (measurements of the wavelength at $a/\lambda \leq 0.01$ and $= 0.122$).

1. Emulsifying agent: Renex 688 manufactured by Atlas-Goldschmidt,

- II. Wetting agent: Hostapal CV by Farbwerke Hoechst,
III. Wetting agent: Tween 80 by Th. Schuchardt.

5.2.1. Surface tension and surface viscosity

The results for the surface tension and for $\zeta_{0.122}$ are displayed in Figs. 13 to 15. The values for the surface tension are mean values from three single measurements and those of $\zeta_{0.122}$ of ten single measurements each. (In the diagram the mean error is given.) The accuracy in the determination of the surface tension increases with increasing concentration. Fluctuations of the measured points at higher surface tension (lower concentrations) are due to the strong dependence of surface tension on concentration. The concentration is changing with time by evaporation of water in the channels. In Fig. 13 b

$\zeta_{0.122}$ is displayed as an example for different channel widths. The increase compared to the values at lower concentrations increases with increasing channel width, but has an upper limiting value. All other measurements were therefore carried out with the broadest possible channels.

It is obvious from Fig. 13 a ($\nu_A \approx 20$ kc/s) that the measured surface tension (Renex 688) at small amplitudes corresponds to the static value. For great amplitudes and the range of concentrations from $c = 2 \cdot 10^{-3}$ to $5 \cdot 10^{-2}$ weight percentage the dynamic value exceeds the static value by about 20% and for higher concentrations by about 3%. Within the same range of concentrations an increase of $\zeta_{0.122}$ from 0.275 to 0.35 is observed. With respect to the surface tension Fig. 13 b and c ($\nu_A \approx 40$ and 90 kc/s resp.) show essentially the same behaviour. But $\zeta_{0.122}$ increases to 0.45 and 0.55 resp. at higher concentrations.

It follows from these results that there is a marked increase of $\zeta_{0.122}$ with rising frequency within a certain range of concentration. Within the same range of concentration the surface tension has already its lower limit and it is therefore supposed that we have at least a one-molecular dense layer of the surface active agent at the surface. The increase of the surface tension at higher amplitudes might be interpreted as elasticity. It is, however, striking, that in contrast to the corresponding results with other chemicals this increase diminishes again with rising concentration. For example in Fig. 14 a (Hostapal CV, $\nu_A \approx 20$ kc/s) the surface tension is obviously independent of amplitude within about 2%. At the same time in the range of the lower limit of the surface tension, i.e. at higher concentrations, no essential increase of $\zeta_{0.122}$ is found. The increase of the surface tension at high amplitudes with rising frequency is displayed in Fig. 14 b and c. Furthermore a slight increase of $\zeta_{0.122}$ with increasing concentration as well as with frequency is observed (higher increase at $\nu_A \approx 90$ kc/s).

In the measurements with Tween 80 (Fig. 15 a – c), neither an essential amplitude dependence of the surface tension nor a marked dependence of $\zeta_{0.122}$ on concentration is observed.

Plotted in Fig. 16 for comparison with $\zeta_{0.122}$ for water at the frequencies $\nu_A \approx 20, 40$, and 90 kc/s are the corresponding values for the three substances at a given concentration in the range of the maximum of $\zeta_{0.122}$. For Renex 688 a marked increase and for Hostapal CV and Tween 80 only a smaller increase with frequency is found. Whence follows that in these experiments solutions of surface-active substances of a certain concentration show a noti-

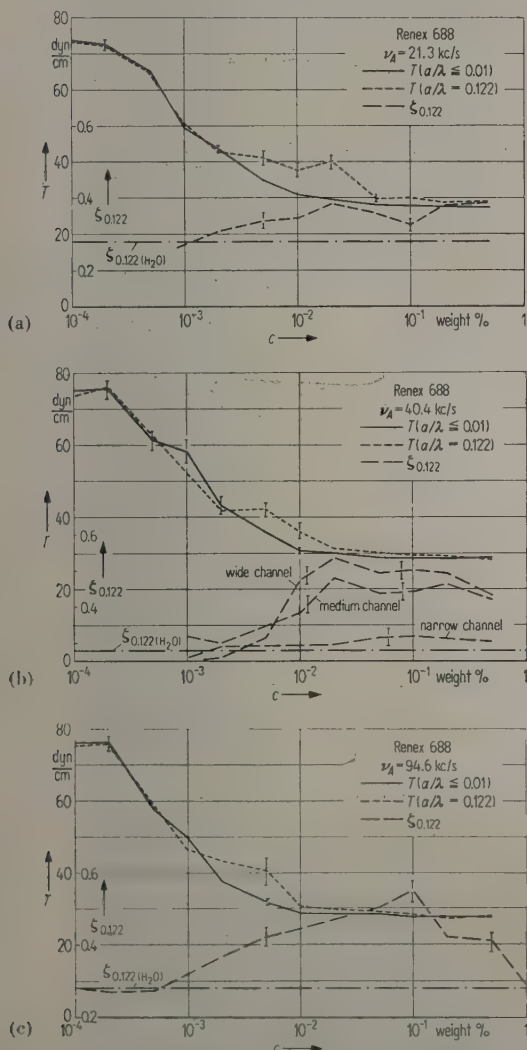


Fig. 13. Measuring results for Renex 688.

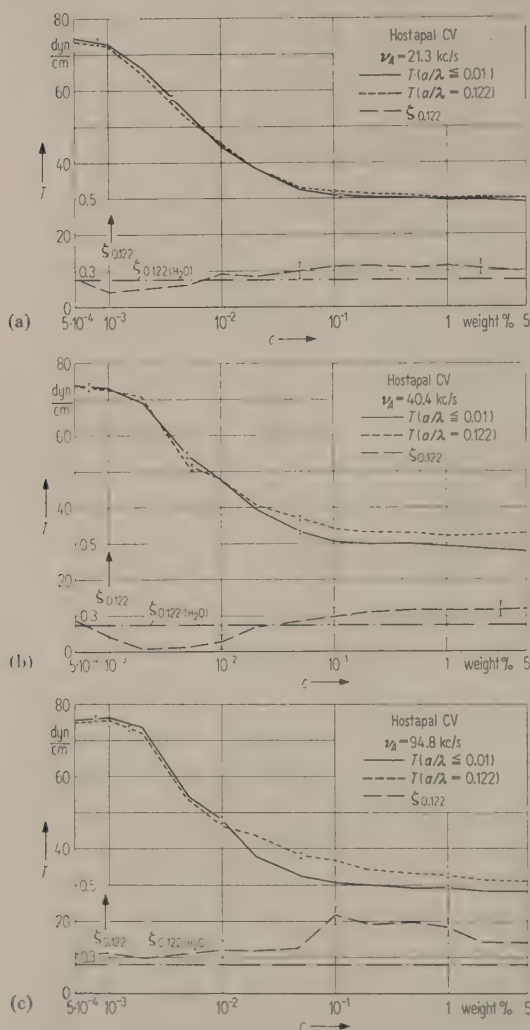


Fig. 14. Measuring results for Hostapal CV.

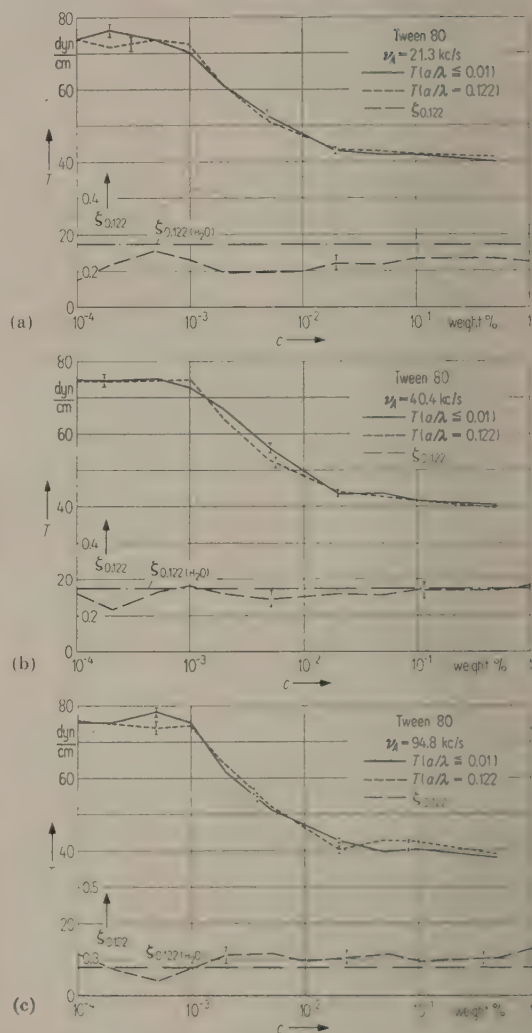


Fig. 15. Measuring results for Tween 80.

ceable surface viscosity. e' was again calculated according to eq. (25). 20 and 90 kc/s were chosen for the evaluation. After introducing the measured, mean wavelength and a^2/λ^2 (see eq. (24)) we obtain

I. Renex 688

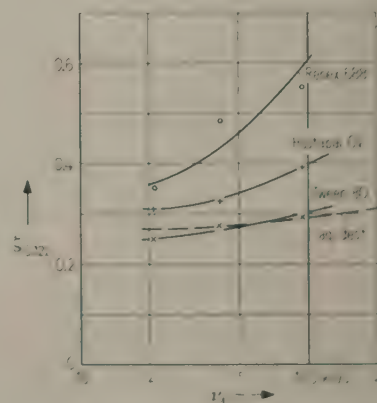
$e' = 1 \cdot 10^{-4} \pm 0.15 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm,
within the range of concentrations $c = 2 \cdot 10^{-2}$
to $2 \cdot 10^{-1}$ weight percentage.

II. Hostapal CV

$e' = 0.50 \cdot 10^{-4} \pm 0.1 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm,
within the range of concentrations $c = 10^{-1}$ to 1
weight percentage.

III. Tween 80

$e' = 0.3 \cdot 10^{-4} \pm 0.1 \cdot 10^{-4}$ dyn s/cm,
within the range of concentrations $c = 10^{-2}$ to 1
weight percentage.

Fig. 16. Frequency dependence of $\zeta_{0.122}$ with Renex 688, Hostapal CV, and Tween 80.

5.2.2. Onset amplitude

Since incidentally e' for Renex 688 is equal to the corresponding value for water as given by KLEMM and also used in WIEGHARDT's investigation, the frequency dependence of the damping at low amplitudes or the onset amplitude resp. was measured for all three substances within the interesting range of concentrations (see Fig. 17). For higher

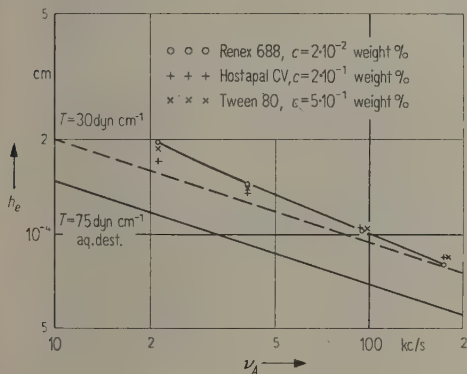


Fig. 17. Dependence of the onset amplitude with aqueous solutions of surface active chemicals on the exciting frequency.

accuracy each of these results was obtained from three single measurements relative to the onset amplitude of distilled water. For comparison also the course of the onset amplitude in water and the calculated course of the onset amplitude for the solution of Renex 688 considering the lower surface tension (see eq. (13)) was used. In accordance with eq. (13) a decrease of the surface tension causes under otherwise unchanged conditions an increase of the onset amplitude. This should be compared with the results of G. KURTZE [6] on the occurrence of irregular surface structures in cavities, generated by shock cavitation in water or aqueous solutions of wetting agents. But for Renex 688 at $\nu_A = 20 \text{ kc/s}$ still an additional increase of the onset amplitude exceeding the theoretical value by 24% is observed. This additional increase decreases with rising frequency and vanishes at $\nu_A = 175 \text{ kc/s}$. The agreement of these results with the value of 27% with $e' = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ dyn s/cm}$ for water as calculated by WIEGHARDT is well. For the other substances the onset amplitude is also increased in accordance with the reduced surface tension. But there is no characteristic frequency dependence as observed with Renex 688.

5.3. Phase control

The relation between the phase of the capillary wave oscillation and of the excitation, as required

in the calculations, was investigated with the apparatus for the capillary wave amplitude measurements by comparing with the help of a photo-multiplier the phase of the reflected light with the phase of the excitation. Both processes were amplified with minimal phase distortion and displayed and photographed simultaneously on a cathode ray tube with the help of an electronic switch. An example is given in Fig. 18 for water at $\nu_A = 90 \text{ kc/s}$. In the lower

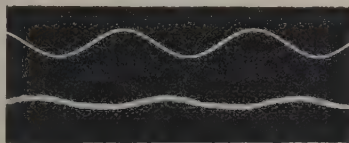


Fig. 18. Excitation and capillary wave at low amplitudes.

part of the picture the output voltage of the photo-multiplier (function of the absolute amount of the capillary wave amplitude) and in the upper part the motion $h(t)$ of the surface of the Mason-horn are displayed. The diagram is in agreement with the relations derived from the theoretical calculations and represented in Fig. 1. Besides water, Renex 688, Hostapal CV, and Tween 80 were investigated at the concentration of maximal surface viscosity. The results show that with Hostapal CV there is an amplitude-dependent phase angle. Concluding from the results of an extensive calculation, which can only be mentioned here, this phase angle could be interpreted as the effect of a relaxation of the surface tension (see [17]). Unfortunately the limited precision of measurement does not permit reliable results to be obtained, although frequency and amplitude dependence of the surface tension seem to indicate a relaxation. With water and the two other substances the phase angle between capillary wave and excitation is independent of amplitude within the accuracy of measurement of $\pm 5^\circ$.

6. Discussion of the results

The fact that KLEMM's value of the surface viscosity of water exceeds the value observed in this investigation by at least one order of magnitude is at first somewhat surprising. However, if the statements on the existence of a surface layer of 50 Å thickness with a viscosity of 10^4 centipoise are compared with the results of optical and other investigations (comp. ADAM [19]), KLEMM's statements appear to be rather improbable. It is especially shown for water in the text-book quoted here that the thickness of the transition zone from normal liquid to the adjoining air must be of the order of the molecule radius (i.e. 2 to 3 Å). Thus the results of these experiments are supported by new arguments.

The increase of the surface tension of water at high frequencies and amplitudes is of interest in connection with investigations on the ageing of fresh water surfaces [20], [21]. The increase of the surface tension is of the same order of magnitude; but there is a substantial difference between the decay times of 10^{-3} s and the periods of our waves of 500 kc/s.

It is remarkable that with water as well as with solutions of surface-active substances at sufficiently high frequencies and amplitudes, an increase of the measured surface tension is observed. This phenomenon can be interpreted mechanically as a surface elasticity (quasi elasticity) and is certainly caused by the disturbance of the equilibrium concentration of the molecules at the surface by the high dilatational velocity.

The author wishes to thank Prof. Dr. Dr. E. MEYER for his interest in this work and for many helpful suggestions.

The work described in this paper was carried out under arrangements with the Department of Scientific and Industrial Research, London, whose assistance and interest are gratefully acknowledged. It is published with the permission of the Department.

(Received December 5th, 1958.)

References

- [1] MEYER, E. and TAMM, K., Akust. Z. 4 [1939], 145.
- [2] EXNER, M. and HAMPE, W., Acustica 3 [1953], 67.
- [3] HAESKE, H., Acustica 6 [1956], 266.
- [4] MUNDY, E. and GÜTH, W., Acustica 7 [1957], 241.
- [5] BOHN, L., Acustica 7 [1957], 201.
- [6] KURTZE, G., Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. 1.
- [7] KLEMM, A., Phys. Z. 39 [1938], 783.
- [8] KLEMM, A., Phys. Z. 40 [1939], 483.
- [9] ALTY, T., Proc. Roy. Soc. A 106 [1924], 315.
- [10] WIEGHARDT, K., Phys. Z. 44 [1943], 101.
- [11] BECKER, H., Ann. Phys., Lpz. (5) 37 [1940], 403.
- [12] FARADAY, M., Phil. Trans. Roy. Soc. [1831], 299.
- [13] RAYLEIGH, Lord, Theory of sound II. 1898, § 20.
- [14] LAMB, H., Hydrodynamics, Macmillan, London 1931, p. 708.
- [15] HAYASHI, CH., Forced oscillations in non-linear systems. Nippon Printing and Publishing Co., Tokyo 1953.
- [16] SOROKIN, V. J., J. of Acoust. of the Acad. of Sci. of the USSR (Soviet Physics) 3 [1957], 281.
- [17] EISENMENGER, W., D.S.I.R. Report (1958).
- [18] BUCHMANN, J. and MEYER, E., Elekt. Nachr.-Tech. 7 [1930], 147.
- [19] ADAM, N. K., The physics and chemistry of surfaces, 3. Ed., Oxford Univ. Press, 1941.
- [20] SCHMIDT, F. and STEYR, H., Ann. Phys. Lpz. 79 [1926], 442.
- [21] PALLASCH, P., Ann. Phys. Lpz. (5) 40 [1941], 463.

ZUR BESTIMMUNG DES FREIFELD-ÜBERTRAGUNGSMASSES VON KOPFHÖRERN

von P. BOCKER und H. MRASS, Braunschweig

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt

Zusammenfassung

Es wurde das Freifeld-Übertragungsmaß eines elektrodynamischen Hörers, Typ Beyer DT 48, nach zwei subjektiven Verfahren für Frequenzen von 80 bis 12 000 Hz bestimmt. Bei der Messung nach dem monauralen Verfahren, wie es in neueren Arbeiten vielfach angewandt wird, wurden für diesen Hörertyp im Frequenzbereich von 80 bis 4000 Hz um etwa 6,5 dB geringere Werte als nach dem binauralen Verfahren erhalten. Für den Frequenzbereich von 80 bis 1000 Hz wird nachgewiesen, daß die Anwendung dieses monauralen Verfahrens zur Freifeld-Kalibrierung für den untersuchten Hörertyp zu unrichtigen Ergebnissen führt.

Summary

The free-field response of an electrodynamic receiver, type Beyer DT 48, for frequencies 80 c/s to 12 kc/s has been determined by two subjective methods. With the recently often-used monaural method, values in the range 80 to 4000 c/s obtained with this type of receiver were about 6.5 dB down on the binaural method. For the range 80 to 1000 c/s it is shown that in using the above-mentioned type of receiver the monaural method may give unreliable results.

Sommaire

On a déterminé la mesure de transmission de champ libre d'un écouteur électrodynamique type Beyer DT 48, d'après deux procédés subjectifs pour des fréquences de 80 à 12 000 Hz. Par la mesure d'après le procédé monoauriculaire, qui est souvent utilisé dans de récents travaux, on a obtenu pour ces types d'écouteurs dans la bande de fréquence de 80 à 4000 Hz de faibles valeurs d'environ 6,5 dB, comme d'après le procédé binauriculaire. Pour la bande de fréquences de 80 à 1000 Hz, on constate que l'emploi de ce procédé monoauriculaire pour la mesure d'un champ libre, pour le type d'écouteur examiné, conduit à des résultats inexacts.

1. Einleitung

Bei vielen akustischen Messungen ist es erforderlich, mit Hilfe eines Kopfhörers bei einem Beobachter den gleichen Lautstärkeindruck zu erzeugen, den eine senkrecht von vorn kommende ebene fortschreitende Schallwelle gegebener Intensität bei ihm hervorruft [1], [2], [3]. Hierzu ist eine Freifeld-Kalibrierung des Hörers notwendig, d. h., es muß das Verhältnis bestimmt werden zwischen dem Schalldruck in einer ungestörten ebenen fortschreitenden Welle und der Spannung, die an den Klemmen des Hörers liegt, wenn der Beobachter mit dem gleichen Ohr dieses freie Schallfeld und den Hörer als gleich laut beurteilt.

Dieses Verhältnis, der Freifeld-Übertragungsfaktor des Hörers, kann nach dem binauralen Verfahren dadurch bestimmt werden, daß der Beobachter beidohrig abwechselnd das freie Schallfeld und den von einem Doppelkopfhörer erzeugten Schall wahrnimmt und die Spannung am Doppelkopfhörer verändert, bis ihm beide Wahrnehmungen gleich laut erscheinen. Nach dem monauralen Verfahren, das u. a. von BERANEK [4] beschrieben wird, vergleicht der Beobachter die Lautstärke des mit nur einem Ohr wahrgenommenen freien Schallfeldes mit derjenigen, die an dem anderen Ohr von einem Hörer hervorgerufen wird. Dieser Hörer kann der zu kalibrierende Hörer sein, wobei die Messung wegen eines möglichen Unterschiedes zwischen den beiden Ohrempfindlichkeiten mit vertauschten Ohren wiederholt werden muß; es kann aber auch ein Bezugshörer sein, der anschließend mit dem zu kalibrierenden Hörer verglichen wird; die Ohren brauchen in diesem Fall nicht vertauscht zu werden.

PRITCHETT [3] weist bereits darauf hin, daß sich bei dem monauralen Verfahren eine partielle binaurale Wahrnehmung des freien Schallfeldes nicht vermeiden lasse, deren Stärke von dem mehr oder weniger dichten Sitz des Hörers abhängt. Hinzu kommt, daß ein vom Beobachter subjektiv wahrgenommener Einfluß der Schallwellen auf die übrigen Körperpartien vorhanden sein könnte, der bei monauralem Hören im freien Schallfeld in vollem Umfang und nicht, wie es zum Vergleich mit dem monauralen Hören mit einem Kopfhörer erforderlich wäre, nur zur Hälfte miterfaßt würde. Da trotz dieser Einwände gegen die Freifeld-Kalibrierung nach dem monauralen Verfahren eine Reihe neuerer Arbeiten [2], [3], [5], [6] hierauf basiert, erscheint ein Vergleich mit dem binauralen Verfahren von Interesse. Hierzu wurde in der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) ein Exemplar des in Deutschland bei solchen Messungen häufig verwendeten elektrodynamischen Hörertyps Beyer DT 48 mit flachem Schaumgummikissen nach dem

binauralen und dem monauralen Verfahren kalibriert.

2. Durchführung der Messungen

2.1. Bestimmung der Freifeld-Übertragungsmaße der beiden Hörer eines Doppelkopfhörers nach dem binauralen Verfahren

Im reflexionsfreien Raum der PTB wurde ein bequem hörbares freies Schallfeld (Lautstärke etwa 40 phon) erzeugt und mit Hilfe eines Meßmikrophons bei jeder der Meßfrequenzen der Schalldruck in der ungestörten ebenen fortschreitenden Welle bestimmt. An der Meßstelle, im Abstand von 3 m senkrecht vor dem Lautsprecher, befand sich danach der Kopf der Versuchsperson, die die Aufgabe hatte, die Lautstärke des freien Schallfeldes mit derjenigen des von einem Doppelkopfhörer erzeugten Schalles zu vergleichen. Dazu wurden im Wechsel 3,5 s lang das freie Schallfeld und nach einer Pause von 2,5 s, während der sich der Beobachter den Doppelkopfhörer aufsetzte, die variable Spannung am Doppelkopfhörer für eine Zeit von wiederum 3,5 s eingeschaltet. Das Ein- und Ausschalten der Töne geschah so, daß keinerlei Knacke und Ausgleichsvorgänge zu hören waren; da die Schaltvorgänge automatisch verliefen, blieben die Darbietungs- und Pausenzeiten während der Messung unverändert.

Der Doppelkopfhörer bestand aus einem Paar hintereinandergeschalteter elektrodynamischer Kopfhörer vom Typ Beyer DT 48, die bei den Meßfrequenzen in einem Kuppler nach Betrag und Phase gleiche Schalldrucke erzeugten. Die Hörer wurden durch den Bügel mit einer Kraft von 0,5 kp an die Ohrmuscheln gedrückt.

Der Spannungspegel am Doppelkopfhörer konnte vom Versuchsleiter¹ mit Hilfe einer Dämpfungsleitung in 2-dB-Schritten verändert werden; der Beobachter hatte lediglich zu entscheiden, ob er bei der betreffenden Stellung der Dämpfungsleitung den Lautsprecher oder den Doppelkopfhörer lauter wahrnehme, wobei die Beurteilung „gleich laut“ ausgeschlossen war. Aus einer Anzahl solcher Einzelbeurteilungen für eine Reihe von Stellungen der Dämpfungsleitung läßt sich dann die Spannung am Doppelkopfhörer und damit auch die an jedem Einzelhörer ermitteln, bei der dem Beobachter Hörer und Lautsprecher gleich laut erscheinen. Durch das Verhältnis von Druck im ungestörten freien Schallfeld zu diesen Spannungen an den Klemmen der Einzelhörer ist so der Freifeld-Übertragungsfaktor und damit das Freifeld-Übertragungsmaß jedes Einzelhörers bestimmt.

Dieser Ermittlung des Freifeld-Übertragungsmaßes für einen Einzelhörer aus der Messung mit einem Doppelkopfhörer, der an beiden Ohren den gleichen Schalldruck erzeugt, liegt die Überlegung

¹ Die Verfasser danken Frau M. L. BECKER für die Durchführung der Messungen.

zugrunde, daß jeder der beiden Hörer am Zustandekommen der Schallwahrnehmung in gleichem Maße beteiligt ist wie der mit dem betreffenden Ohr wahrgenommene Teil des freien Schallfeldes.

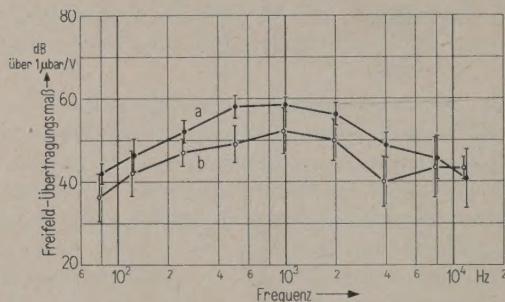


Bild 1. Freifeld-Übertragungsmaß eines elektrodynamischen Hörers Typ Beyer DT 48;
Kurve a: nach dem binauralen Verfahren,
Kurve b: nach dem monauralen Verfahren.

Das Ergebnis der Bestimmung des Freifeld-Übertragungsmaßes bei binauraler Wahrnehmung des freien Schallfeldes ist für einen Hörer des Doppelkopfhörers durch die Kurve a in Bild 1 wiedergegeben. Die Meßpunkte sind arithmetische Mittelwerte von Messungen an sechs Beobachtern, die Länge der vertikalen Linien kennzeichnet den Bereich der mittleren quadratischen Abweichung.

2.2. Bestimmung des Freifeld-Übertragungsmaßes eines Einzelhörers nach dem monauralen Verfahren

Die Messungen verliefen entsprechend denen bei der binauralen Methode: der Schalldruck in der ungestörten ebenen fortschreitenden Welle war von der gleichen Größe und der Kopf des Beobachters befand sich an der gleichen Meßstelle. Die Aufgabe bestand diesmal darin, die Wahrnehmungen zu vergleichen, die abwechselnd von einem das eine Ohr während der ganzen Messung bedeckenden Einzelhörer und von dem freien Schallfeld herrührten. Der Einzelhörer wurde wiederum mit einer Kraft von 0,5 kp an die Ohrmuschel gedrückt. Die Darbietungszeiten der Töne betragen diesmal 1,2 s, die dazwischenliegenden Pausen 0,4 s.

Der Spannungspegel am Hörer wurde vom Versuchsleiter wieder in 2-dB-Schritten verändert; aus einer Anzahl von Einzelbeurteilungen ergab sich dann derjenige Spannungspegel, bei welchem dem Beobachter die vom Kopfhörer und vom Lautsprecher herrührenden Wahrnehmungen gleich laut erschienen. Wegen eines möglichen Unterschiedes der Ohrempfindlichkeiten wurde die Messung jeweils anschließend mit vertauschten Ohren wiederholt. Es wurde der Hörer verwendet, dessen nach dem binauralen Verfahren ermitteltes Freifeld-Übertragungsmaß als Kurve a in Bild 1 eingezeichnet worden ist; jene sechs Beobachter waren beteiligt, mit

denen auch die binauralen Untersuchungen durchgeführt wurden.

Das so nach dem monauralen Verfahren ermittelte Freifeld-Übertragungsmaß wird durch die Kurve b des Bildes 1 wiedergegeben.

3. Diskussion

3.1. Vergleich der beiden angewandten Verfahren zur Freifeldkalibrierung

Obwohl das binaurale Verfahren wegen des hierbei erforderlichen mehrmaligen Auf- und Absetzens des Doppelkopfhörers nicht bequem ist, wurde es doch allgemein als angenehmer beurteilt, verglichen mit dem anderen Verfahren, bei dem der Sitz des Einzelhörers während der Messung unverändert bleibt. Die jeweils binaurale Wahrnehmung erleichterte der Versuchsperson insbesondere noch dadurch den Lautstärkevergleich, daß subjektiv empfundene Unterschiede zwischen den beiden Darbietungsarten hierbei weniger stark in Erscheinung treten. Dies kommt auch darin zum Ausdruck, daß die Werte der mittleren quadratischen Abweichung bei den Ergebnissen des binauralen Verfahrens kleiner sind als bei denen der monauralen Methode.

Für die vergleichende Bewertung der beiden Verfahren ist es notwendig, den Unterschied zwischen dem Sitz der Hörer in dem einen und dem anderen Fall besonders zu beachten. Zunächst wurde die Reproduzierbarkeit des Hörsitzes beim Auf- und Absetzen des Doppelkopfhörers durch die Versuchsperson, wie es beim binauralen Verfahren auftritt, mit einem Sondenmikrophon untersucht. Es ergab sich, daß die mittlere Abweichung des Schalldruckpegels unter dem Hörerkissen im Durchschnitt bei 80 Hz $\pm 1,9$ dB, bei 250 Hz $\pm 0,8$ dB und bei 1000 Hz weniger als $\pm 0,2$ dB beträgt.

Außerdem wurde die Differenz gemessen zwischen dem Schalldruckpegel, der unter dem Hörerkissen nach einmaligem, sorgfältigem Aufsetzen gemäß dem monauralen Verfahren herrscht und dem, welcher im Mittel unter dem Hörerkissen bei mehrmaligem Auf- und Absetzen des Hörers gemäß der binauralen Methode vorhanden ist. Hierbei ergab sich ein mittlerer Unterschied zwischen den beiden Pegeln von 1,4 dB bei 80 Hz sowie von 0,6 dB bei 250 Hz und bei 1000 Hz.

Ein Vergleich der Kurven a und b in Bild 1 zeigt, daß das binaurale Verfahren für das Freifeld-Übertragungsmaß eines Hörers größere Werte ergibt als die monaurale Methode. Die Differenz beträgt unterhalb 4 kHz etwa 6,5 dB und nimmt bei höheren Frequenzen ab. Sie läßt sich dadurch erklären, daß bei dem monauralen Verfahren bis zur Frequenz 1000 Hz eine partielle binaurale Wahrnehmung des freien Schallfeldes eintritt und dementsprechend das

freie Schallfeld lauter empfunden wird als bei völlig monauralem Hören. Infolgedessen ist der Hörer scheinbar zu leise, und dadurch wird das Freifeld-Übertragungsmaß eines in dieser Weise kalibrierten Hörers um den entsprechenden Wert zu klein.

Für den Frequenzbereich oberhalb 1000 Hz hat diese Erklärung der Differenz der Freifeld-Übertragungsmaße jedoch keine Gültigkeit, da hier das freie Schallfeld tatsächlich weitgehend monaural wahrgenommen wird, wie die weiteren Untersuchungen ergaben. Im Bereich oberhalb 4000 Hz sind beide Verfahren der Freifeld-Kalibrierung gleichwertig.

3.2. Das partielle binaurale Hören

Zur genaueren Untersuchung des durch das partielle binaurale Hören hervorgerufenen Lautstärkezuwachses wurde an acht Versuchspersonen zunächst subjektiv der Anteil des freien Schallfeldes bestimmt, den das vom Hörer bedeckte Ohr wahrnimmt. Bild 2, Kurve a, zeigt die Werte, um die der Pegel des freien Schallfeldes nach Aufsetzen eines nicht angeschlossenen Doppelkopfhörers erhöht werden muß, damit die mit den so bedeckten und die mit unbedeckten Ohren empfundenen Lautstärken gleich groß sind. Diese auch für jedes einzelne Ohr geltenden Werte ergeben damit den Anteil des freien Schallfeldes, der bei dem monauralen Verfahren unter dem mit dem Einzelhörer bedeckten Ohr wahrgenommen wird; er ist um den in Bild 2 als Kurve a eingezeichneten Wert kleiner als der Pegel im ungestörten freien Schallfeld.

Der Lautstärkezuwachs, den dieses partielle binaurale Hören hervorruft, wurde mit Hilfe von zwei Hörern gemessen; das Ergebnis ist in Bild 3 wiedergegeben. Es sind die Werte eingezeichnet, um die der Schalldruckpegel eines Einzelhörers erhöht werden muß, damit dieser Hörer die gleiche Lautstärke hervorruft, die vor der Pegelerhöhung vorhanden war, als er gemeinsam mit einem zweiten Hörer betrieben wurde; dieser zweite Hörer erzeugte dabei gleichphasig einen um die in Bild 2 als Kurve a angegebenen Werte geringeren Schalldruckpegel als der Einzelhörer. Die auf diese Weise für den Einzelhörer gefundene Vergrößerung des Schalldruckpegels, die dem durch das partielle binaurale Hören bewirkten Lautstärkezuwachs äquivalent ist, hat bis zu der Frequenz 1000 Hz etwa die gleiche Größe wie die Differenz der nach den beiden Verfahren erhaltenen Werte für die Freifeld-Übertragungsmaße, die in Bild 3 gestrichelt eingezeichnet wurden.

Der Anteil des freien Schallfeldes, der unter dem vom Einzelhörer bedeckten Ohr vorhanden ist, wurde außerdem auch objektiv bestimmt. Mit Hilfe eines Sondenmikrophons wurde dazu die Differenz der Schalldruckpegel an dem unbedeckten und an dem

von einem Hörer bedeckten Eingang des äußeren Gehörgangs gemessen und in Bild 2 als Kurve b dargestellt. Obwohl bei tiefen Frequenzen am Gehörgangseingang und damit auch am Trommelfell der gleiche Schalldruck herrscht (siehe Kurve b des Bildes 2), wird doch unter dem Kopfhörer eine geringere Lautstärke wahrgenommen als im freien Schallfeld (siehe Kurve a des Bildes 2).

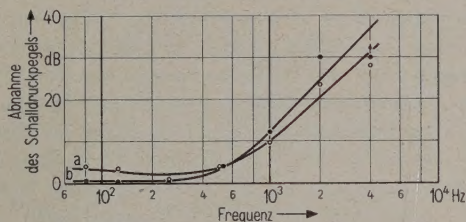


Bild 2. Kurve a: Abnahme des wahrgenommenen Schalldruckpegels entsprechend der Lautstärkeverminderung nach Aufsetzen eines nicht angeschlossenen Doppelkopfhörers Typ Beyer DT 48.

Kurve b: Abnahme des Schalldruckpegels am Eingang des äußeren Gehörganges nach Aufsetzen eines nicht angeschlossenen Hörers Typ Beyer DT 48.

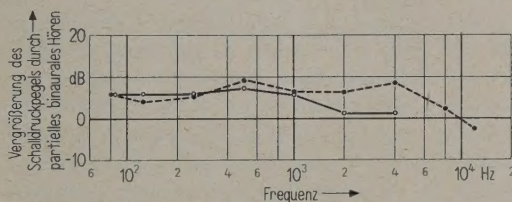


Bild 3. Vergrößerung des Schalldruckpegels entsprechend dem Lautstärkezuwachs, der durch partiell binaurales Hören des freien Schallfeldes mit einem freien und einem vom Hörer Typ Beyer DT 48 bedeckten Ohr hervorgerufen wird; gestrichelt: Differenz der beiden Freifeld-Übertragungsmaße aus Bild 1.

Diese Erscheinung steht im Einklang mit dem Ergebnis einer von MUNSON und WIENER [7] durchgeführten Messung: Unter einem Doppelkopfhörer wird bei gleichbleibendem Schalldruckpegel unter den Hörerkissen die gleiche Lautstärke empfunden, unabhängig davon, ob der Schall von den Hörern oder von einem freien Schallfeld herrührt; in diesem Fall ist also das freie Schallfeld dem vom Kopfhörer erzeugten Schallfeld äquivalent. Da aber bei tiefen Frequenzen beim Vergleich der Lautstärken, die von einem ungehindert wahrgenommenen freien Schallfeld und von einem Kopfhörer herrühren, das bekannte Phänomen der „Fehlenden 6 dB“ auftritt, ist der unterschiedliche Verlauf der Kurven a und b in Bild 2 geklärt.

Zur Ergänzung dieser Messungen wurde von den acht Beobachtern im freien Schallfeld die Lautstärkeverminderung bestimmt, die nach Aufsetzen eines

nicht angeschlossenen Einzelhörers eintritt. Ihr entspricht eine Verringerung des Schalldruckpegels um 1 dB bei 1000 Hz, um 4 dB bei 2000 Hz und um 5 dB bei 4000 Hz; für Frequenzen unterhalb 1000 Hz wurde keine Änderung der Lautstärke wahrgenommen.

Das freie Schallfeld wird demnach bis zu 1000 Hz fast völlig binaural gehört, obgleich ein Ohr von dem Hörer Typ Beyer DT 48 bedeckt ist. Der dadurch gegenüber dem monauralen Hören hervorgerufene Lautstärkezuwachs entspricht aber einer Vergrößerung des Schalldruckpegels um etwa 7 dB (vgl. Zusammenstellung verschiedener Meßergebnisse bei ROBINSON [8], Fig. 12). Damit ist ebenso wie mit den in Bild 3 dargestellten Ergebnissen die Differenz der nach den beiden verschiedenen Methoden erhaltenen Freifeld-Übertragungsmaße bis 1000 Hz geklärt. Für 2000 und 4000 Hz führten die Versuche zum partiellen binauralen Mithören nicht zur Erklärung der auch bei diesen Frequenzen bestehenden Differenz der Freifeld-Übertragungsmaße.

3.3. Vergleich mit dem „Übertragungsmaß am Ohr“

Der in die Definition des Freifeld-Übertragungsmaßes eingehende Schalldruckpegel ist der einer ungestörten ebenen fortschreitenden Welle. Daraus läßt sich nach einer Arbeit von WIENER und ROSS [9] der Pegel berechnen, der am Trommelfell einer Versuchsperson vorhanden ist, die das Schallfeld betreten hat. Es kann so ein auf Pegel am Trommelfell umgerechnetes Freifeld-Übertragungsmaß erhalten werden. Die nach den beiden Verfahren ermittelten Werte für das Freifeld-Übertragungsmaß aus Bild 1 sind bis 4000 Hz so umgerechnet in Bild 4 als Kurven a und b dargestellt.

Es kann aber auch ein anderes Übertragungsmaß des Hörers bestimmt werden, welches sich aus dem Verhältnis von Schalldruck unter dem Hörerkissen zu Spannung an den Hörerklemmen ergibt; dieses wird üblicherweise als „Übertragungsmaß am

Ohr“ bezeichnet. Es läßt sich in ähnlicher Weise, nach einer Arbeit von WIENER und FILLER [10], auf die am Trommelfell vorhandenen Pegel umrechnen. (Diese Korrektur gilt exakt nur für den von WIENER und FILLER benutzten Hörer, dürfte aber für den Hörer Typ Beyer DT 48 etwa die gleiche sein.) Das auf diese Weise ermittelte Übertragungsmaß des untersuchten Hörers ist in Bild 4 als Kurve c eingezeichnet.

Ein Vergleich der in Bild 4 dargestellten Kurven zeigt, daß das nach der binauralen Methode ermittelte Freifeld-Übertragungsmaß oberhalb 1000 Hz in guter Übereinstimmung mit dem Übertragungsmaß des Hörers am Ohr ist; die unter 1000 Hz auftretende Differenz zeigt den bekannten Unterschied zwischen Freifeld- und Kopfhörerwahrnehmung bei gleicher Lautstärke. Ein ähnliches Meßergebnis wird in der Arbeit von PRITCHETT [3] mitgeteilt.

Die Verfasser danken Herrn Prof. Dr. M. GRÜZMACHER für sein förderndes Interesse und Herrn Dr. H. G. DIESTEL für anregende Diskussionen. Ferner danken sie den Angehörigen der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, die sich für die Messungen zur Verfügung gestellt haben. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft wird für die materielle Unterstützung der Arbeit gedankt.

(Eingegangen am 26. November 1958.)

Schrifttum

- [1] FLETCHER, H. und MUNSON, W. A., Loudness, its definition, measurement, and calculation. J. acoust. Soc. Amer. 5 [1933/34], 82.
- [2] ZWICKER, E. und GÄSSLER, G., Die Eignung des dynamischen Kopfhörers zur Untersuchung frequenzmodulierter Töne. Acustica 2 [1952], Beiheft 3, AB 134.
- [3] PRITCHETT, J., The subjective free-field calibration of an external telephone receiver by the equal-loudness method. Acustica 4 [1954], 544.
- [4] BERANEK, L. L., Acoustic measurements. J. Wiley & Sons, New York 1949, S. 738.
- [5] ZWICKER, E. und FELDTEKLER, R., Über die Lautstärke von gleichförmigen Geräuschen. Acustica 5 [1955], 303.
- [6] ZWICKER, E. und HEINZ, W., Zur Häufigkeitsverteilung der menschlichen Hörschwelle. Acustica 5 [1955], Beiheft 1, 75.
- [7] MUNSON, W. A. und WIENER, F. M., In search of the missing 6 dB. J. acoust. Soc. Amer. 24 [1952], 498.
- [8] ROBINSON, D. W., The subjective loudness scale. Acustica 7 [1957], 217.
- [9] WIENER, F. M. und ROSS, D. A., The pressure distribution in the auditory canal in a progressive sound field. J. acoust. Soc. Amer. 18 [1946], 401.
- [10] WIENER, F. M. und FILLER, A. S., The response of certain earphones to the ear and on closed couplers. Report PNR-2, Psycho-Acoustic and Electro-Acoustic Laboratories, Harvard-University 1945 (zitiert in [4]).

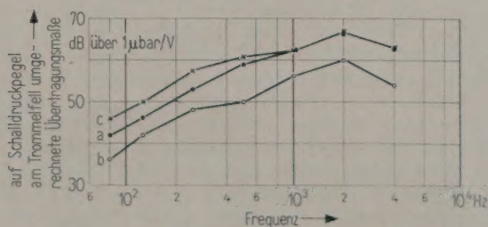


Bild 4. Kurve a: Freifeld-Übertragungsmaß eines Hörers Typ Beyer DT 48 nach Bild 1, Kurve a. Kurve b: Freifeld-Übertragungsmaß des Hörers nach Bild 1, Kurve b. Kurve c: Übertragungsmaß des Hörers am Ohr. Alle Übertragungsmaße umgerechnet auf Schalldruckpegel am Trommelfell.